

# Nanostrukturierte Graphendevices

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der  
GOTTFRIED WILHELM LEIBNIZ UNIVERSITÄT HANNOVER  
zur Erlangung des Grades

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN  
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. André Müller  
geboren am 18. August 1981 in Bad Muskau

2015

Referent: PD Dr. rer. nat. Hans W. Schumacher  
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Christoph Tegenkamp  
Tag der Promotion: 22. Juli 2015

# Abstract

Since the first synthesis of graphene by exfoliation in 2004 the realization of quantum dots in this material remains challenging. The difficulty is to open a sizeable and well-defined bandgap in graphene in order to define a quantum dot (QD) confinement potential. In this work we follow the approach of using the electric field effect in bilayer graphene. Thereby, we want to achieve QDs of arbitrary geometries confined by smooth tunable tunnel barriers. Therefore bilayer graphene was exfoliated on a GaAs substrate which will promise a higher carrier mobility due to its lower roughness compared to Si with SiO<sub>2</sub>. At temperatures below 1 K the functionality of nanoscaled gates on top of the bilayer is investigated. Decreasing the temperature to 75 mK leads to an exponential reduction of the conductance in the gate covered graphene. The observed transport gap persists over the whole gate voltage range, but even without the application of external voltages.

We attribute this transport phenomenon to thermal activated nearest neighbour hopping in the gate covered regions. A combination of strain and piezoelectric fields due to mechanical stress is proposed as its origin. The stress in turn is imposed by the nanoscaled topgates due to the different coefficients of thermal expansion of the materials. Consequently a strain-induced electric field is generated by the piezoelectric substrate which is strong enough to locally open a bandgap underneath the gate covered regions. For a certain temperature range allowing sufficient conduction a Coulomb blockade dominated transport is observed. In addition, all gates are comparably coupled to the QD. Therefore we conclude that the QD is located close to the center of the topgate metallization. In fact the electronically determined diameter of the QD is consistent with the simulated stress-free area in the mentioned center.

**Keywords:** graphene, Coulomb blockade, quantum dot, strain engineering

# Kurzdarstellung

Seit der ersten Separation von Graphen durch Exfoliation im Jahre 2004 ist es anspruchsvoll, Quantenpunkte (QD) in diesem Material zu realisieren. Die dabei größte Herausforderung ist es, eine gut definierte und ausreichend hohe Bandlücke im Graphen zu öffnen. Dies stellt jedoch die Grundlage dar, um die in der Ebene frei beweglichen Elektronen lokal einzuschränken. In dieser Arbeit verfolgen wir hierfür den Ansatz, den Feldeffekt in Bilagen-Graphen zu nutzen. Dafür wird das Graphen auf einem GaAs-Substrat exfoliiert. Dessen geringere Oberflächenrauigkeit gegenüber Si mit  $\text{SiO}_2$  verspricht eine höhere Ladungsträgerbeweglichkeit. Bei Temperaturen unterhalb von 1 K wird der Einfluss der auf dem Graphen abgeschiedenen Topgates untersucht. Mit sinkender Temperatur bis hin zu 75 mK wird eine exponentiell reduzierte Leitfähigkeit in den Bereichen unterhalb der noch spannungslosen Topgates beobachtet. Die dabei erhaltene Transportlücke bleibt jedoch im untersuchten Gatespannungsbereich annähernd konstant.

Dieses Phänomen lässt sich mit *Nearest Neighbour Hopping* in den Bereichen unterhalb der Topgates durch eine Kombination aus Verspannungen und piezoelektrischen Feldern erklären. Diese sind auf thermischen Stress aufgrund der verwendeten Materialien mit verschiedenem Ausdehnungskoeffizient zurückzuführen. Die resultierenden mechanischen Deformationen des piezoelektrischen Substrats erzeugen ein elektrisches Feld. Dieses wiederum ist groß genug, um lokal eine Bandlücke im Graphen zu öffnen. Bei geeigneten Temperaturen mit ausreichender Leitfähigkeit zeigt sich ein durch Coulomb-Blockade dominierter Transport. Dabei koppeln alle Gates kapazitiv und vergleichbar an den QD, weshalb sich dieser nahe dem Zentrum der Topgatemetallisierung befinden muss. Der errechnete Durchmesser des QDs ist dabei konsistent mit der deformationsfreien Fläche im Zentrum der Metallisierung.

**Schlüsselwörter:** Graphen, Coulomb-Blockade, Quantenpunkt, thermischer Stress

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Kurzdarstellung</b>	<b>iv</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Abkürzungs- und Symbolverzeichnis</b>	<b>xv</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Eigenschaften von Graphen</b>	<b>5</b>
2.1. Vom Graphit zum Graphen . . . . .	5
2.2. Bandstruktur von Graphen . . . . .	7
2.2.1. Monolagen-Graphen . . . . .	7
2.2.2. Lineare Dispersion am Dirac-Punkt . . . . .	10
2.2.3. Bilagen-Graphen . . . . .	12
2.2.4. Minimum in der Leitfähigkeit . . . . .	13
2.3. Transport durch Quantenpunkte . . . . .	14
2.3.1. Coulomb-Diamanten . . . . .	17
2.4. Öffnen einer Bandlücke in Graphen . . . . .	19
2.4.1. Monolagen-Graphen . . . . .	19
2.4.2. Bilagen-Graphen . . . . .	20
<b>3. Fabrikation</b>	<b>23</b>
3.1. Markersystem . . . . .	26
3.2. Mechanische Exfoliation . . . . .	26

3.3.	Identifizierung von Mono- und Bilagen . . . . .	28
3.3.1.	Kontrast von Graphen auf GaAs . . . . .	28
3.3.2.	Ramanspektroskopie . . . . .	32
3.3.3.	Computergestützte Kontrastanalyse . . . . .	35
3.4.	Layouting . . . . .	36
3.5.	Lithographie . . . . .	36
3.5.1.	Kontaktieren des Graphens . . . . .	38
3.5.2.	Aufbringen der Isolatorschicht . . . . .	38
<b>4.</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>41</b>
4.1.	Messaufbau . . . . .	42
4.2.	Messergebnisse der Probe P944-X2Y0-D6 . . . . .	43
4.2.1.	Temperaturabhängige Messungen . . . . .	43
4.2.2.	Gateeinfluss bei $T = 75$ mK . . . . .	46
4.2.3.	Gateeinfluss bis $T = 550$ mK . . . . .	48
4.2.4.	Untersuchung der Coulomb-Blockade im Magnetfeld . . . . .	52
4.2.5.	Quantenpunktanalyse . . . . .	55
4.3.	Messergebnisse der Probe P1064B-X5Y2-D1 . . . . .	58
4.4.	Zusammenfassung . . . . .	60
<b>5.</b>	<b>FEM-Simulationen</b>	<b>63</b>
5.1.	2D Simulationen . . . . .	65
5.1.1.	2D Modell . . . . .	65
5.1.2.	Betrachtung fester Parameter . . . . .	66
5.1.3.	Variation der Gatebreite . . . . .	71
5.1.4.	Variation der Gatehöhe . . . . .	74
5.1.5.	Variation von Gatebreite und -höhe . . . . .	75
5.2.	3D Simulationen . . . . .	77
5.2.1.	3D Modell . . . . .	77
5.2.2.	Thermische Deformation der Gesamtstruktur . . . . .	78
5.2.3.	Mechanischer Stress auf das Graphen . . . . .	80
5.3.	Vergleich verschiedener Materialsysteme . . . . .	82
5.4.	Piezoelektrizität in GaAs . . . . .	83
5.5.	Zusammenfassung . . . . .	87

<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>89</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>93</b>
A.1. Messergebnisse der Probe P944-X2Y2-D3 . . . . .	93
A.1.1. Zusammenfassung der Messergebnisse . . . . .	100
A.2. Messergebnisse der Probe P944-X2Y0-D1 . . . . .	100
A.2.1. Zusammenfassung der Messergebnisse . . . . .	108
A.3. Optische Parameter . . . . .	109
A.4. Fabrikationsparameter . . . . .	110
A.5. Bestimmung der Krümmungsradien des in $z$ deformierten Graphens	114
A.6. Optimierung der Kontaktwiderstände . . . . .	117
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1. Kristallstruktur von Graphit . . . . .	6
2.2. Bandstruktur von Graphen . . . . .	8
2.3. Gatespannungsabhängige Leitfähigkeit in Graphen . . . . .	13
2.4. Coulomb-Blockade in Quantenpunkten . . . . .	16
2.5. Coulomb-Diamanten . . . . .	18
3.1. Lithographieschritte der Probenherstellung . . . . .	25
3.2. Schematische Darstellung der mechanischen Exfoliation von Graphen	27
3.3. Schichtaufbau des DBR . . . . .	29
3.4. Kontrast von Graphen auf GaAs mit AlAs-GaAs-DBR . . . . .	31
3.5. Ramanspektren von Graphen für Mono- und Bilagen . . . . .	33
3.6. Kontrastanalyse der Mikroskopiebilder . . . . .	35
4.1. Schematische Darstellung des Messaufbaus . . . . .	42
4.2. Layout und Details zur Probe P944-X2Y0-D6 . . . . .	43
4.3. $U$ - $I$ -Kennlinie während des Abkühlens der Probe mit Untersuchun- gen zum Transportmechanismus . . . . .	44
4.4. Gateabhängigkeiten des Stroms bei einer Messtemperatur von 75 mK	47
4.5. Direkter Vergleich von Hin- und Rücksweeps aus Abb. 4.4 . . . . .	48
4.6. Temperaturabhängigkeit der $U$ - $I$ -Kennlinie beim Aufwärmen der Pro- be . . . . .	49
4.7. Gateabhängigkeiten des Stroms bei einer Messtemperatur von 550 mK	50
4.8. Direkter Vergleich von Hin- und Rücksweeps aus Abb. 4.7 . . . . .	51
4.9. Vergleich der Gatekopplung mit und ohne Magnetfeld . . . . .	53
4.10. Fourieranalyse zur Periodenbestimmung der Stromoszillationen . . .	55
4.11. Coulomb-Diamanten in Abhängigkeit des Crossgates C1 bei einer Probentemperatur von $T = 1$ K . . . . .	56

4.12. Layout und Details zur Probe P1064B-X5Y2-D1 . . . . .	58
4.13. Vergleich der $U$ - $I$ -Kennlinie von P944-X2Y0-D6 und P1064B-X5Y2-D1 bei $T = 550$ mK . . . . .	59
4.14. $U$ - $I$ -Kennlinie, Leitfähigkeit und Leckstrom in Abhängigkeit der Gatespannung $U_C$ . . . . .	59
5.1. Schematische Darstellung des Simulationsmodells . . . . .	65
5.2. Spannung und Verzerrung . . . . .	67
5.3. Deformation des Topgates durch Absenken der Temperatur . . . . .	69
5.4. Lokal aufgelöster Stress des thermisch verformten Topgates auf dessen Umgebung und in der Ebene des Graphens . . . . .	70
5.5. Änderung des vertikalen Drucks auf das Graphen durch Variation der Gatebreite . . . . .	72
5.6. Änderung des vertikalen Drucks auf das Graphen durch Variation der Gatehöhe . . . . .	75
5.7. Stress des Graphens mittig unter dem Gate in Abhängigkeit von Gatebreite und Gatehöhe . . . . .	76
5.8. Modell für die 3D-Simulation . . . . .	77
5.9. 2D-Deformation des Graphens . . . . .	78
5.10. 1D-Deformation des Graphens in Anwesenheit der Crossgates mit und ohne Splitgate . . . . .	79
5.11. Stress $\sigma_{zz}$ innerhalb der Graphenbilage im 3D Modell . . . . .	81
5.12. 2D-Simulationen zum piezoelektrischen Effekt im GaAs mit resultierendem elektrischen Feld innerhalb der Graphenbilage . . . . .	85
5.13. Bandlücke resultierend aus Berechnungen des piezoelektrischen Feldes	87
A.1. Layout und Details zur Probe P944-X2Y2-D3 . . . . .	93
A.2. $U$ - $I$ -Kennlinien für Messtemperaturen von $T = 2$ K und $T = 300$ mK	94
A.3. Drainstrom in Abhängigkeit der Bias- und Gatespannungen . . . . .	95
A.4. Rautenstrukturen im Leitwert . . . . .	97
A.5. Drainstrom in Abhängigkeit zweier unabhängiger Gatespannungen .	98
A.6. Layout und Details zur Probe P944-X2Y0-D1 . . . . .	101
A.7. $U$ - $I$ -Kennlinie bei $T = 300$ mK . . . . .	102

A.8. Gatespannungsabhängigkeit der $U$ - $I$ -Kennlinie und Gate-Einfluss auf die Bandstruktur des DBR . . . . .	103
A.9. Drainstrom in Abhängigkeit der Gatespannungen . . . . .	105
A.10. Rautenstrukturen im Leitwert und Magnetfeldabhängigkeit der Transportlücke . . . . .	106
A.11. Drainstrom in Abhängigkeit der Topgatespannungen . . . . .	107
A.12. Brechungsindex von GaAs und AlAs in Abhängigkeit der Wellenlänge $\lambda$ . . . . .	110
A.13. Bestimmung der Krümmungsradien . . . . .	115
A.14. Optimierung der Kontaktwiderstände . . . . .	118



# Tabellenverzeichnis

5.1. Simulationsparameter „Physikalische Eigenschaften“ der beteiligten Materialien. . . . .	64
5.2. Vergleich der maximalen Stresswerte $\sigma_{zz}$ verschiedener Gate- und Substratmaterialien . . . . .	83
A.1. Parameter der Prozessschritte . . . . .	111



# Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

ADC	Analog-Digital-Converter
BG	Backgate
BLG	Bilagen-Graphen
BZ	Brillouin-Zone
CB	Coulomb-Blockade
CBO	Coulomb-Blockade-Oszillationen
CIM	Constant Interaction Model
CNP	Charge Neutrality Point
DAD	Digital-Analog-Digital
DAC	Digital-Analog-Converter
DBR	Distributed Bragg Reflector
E-Beam	Electron Beam
FEM	Finite-Elemente-Methode
FWHM	Full Width at Half Maximum
HOPG	Highly Ordered Pyrolytic Graphite
IPA	Isopropanol
LCAO-MO	Linear Combination of Atomic Orbitals to Molecular Orbitals
MEK	Ethylmethyleton
MIBK	Methylisobutyleton
MLG	Monolagen-Graphen
NNH	Nearest Neighbour Hopping
OPA	Operational Amplifier
PCB	Printed Circuit Board
PMMA	Polymethylmethacrylat

QD	Quantum Dot
REM	Rasterelektronenmikroskop
TBM	Tight-Binding-Methode
TMM	Transfer-Matrix-Methode

## Symbole

$\alpha$	Winkel
$\chi$	elektrische Suszeptibilität
$\bar{\epsilon}$	Dehnungstensor
$\epsilon_0$	Permittivität des Vakuums ( $\epsilon_0 = 8.854\,1\dots \times 10^{-12}$ As/(Vm))
$\epsilon_{ij}$	$i$ - $j$ -Element des Dehnungstensors
$\epsilon_N(B)$	Einteilchenenergiespektrum
$\epsilon_r$	relative Permittivität
$\epsilon_{\text{zigzag}}$	Verzerrung in Zigzag-Richtung
$\Delta$	Onsite-Energiedifferenz der Untergitter
$\Delta_N$	Additionsterm
$\Delta\mu$	Additionsenergie
$\Delta\rho$	Standardabweichung von $\rho$
$\Delta a$	Standardabweichung von $a$
$\Delta b$	Standardabweichung von $b$
$\Delta f'$	Standardabweichung von $f'$
$\Delta f''$	Standardabweichung von $f''$
$\Delta L$	Längenänderung
$\Delta U$	Spannungsdifferenz
$\gamma_0$	intraplanares Überlappungsintegral ( $\gamma_0 \approx 2.8$ eV)
$\gamma_1$	interplanares Überlappungsintegral ( $\gamma_1 \approx 0.39$ eV)
$\Gamma$	Gitterpunkt der 1. BZ
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_F$	Fermi-Wellenlänge
$\mu_D$	elektrochemisches Potential an Drain
$\mu_N$	elektrochemisches Potential des $N$ -ten Zustands
$\mu_S$	elektrochemisches Potential an Source

$\nu$	Gruppengeschwindigkeit
$\nu_F$	Fermigeschwindigkeit
$\phi_A(\vec{r} - \vec{r}_a)$	Wellenfunktionen für ein Atom der Untergitter A
$\phi_B(\vec{r})$	Wellenfunktionen für ein Atom der Untergitter B
$\phi_{EZ}$	Wellenfunktion der Einheitszelle
$\pi$	Naturkonstante ( $\pi = 3.1415\dots$ )
$\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	Wellenfunktion
$\psi_{BLG}$	Wellenfunktion in Bilagen-Graphen
$\psi_{MLG}$	Wellenfunktion in Monolagen-Graphen
$\rho$	Krümmungsradius
$\rho'$	1. Ableitung der Funktion $\rho(x)$
$\rho_{\min}$	minimaler Krümmungsradius
$\sigma$	Leitfähigkeit
$\bar{\sigma}$	Verspannungstensor
$\vec{\sigma}$	Pauli-Vektor
$\sigma_{ij}$	$i$ - $j$ -Element des Verspannungstensors
$\sigma_{\min}$	Minimum in der Leitfähigkeit
$a$	Gitterkonstante
A	eines von zwei Untergittern innerhalb des Graphen-Gitters
$A$	Fläche
$a_0$	Bindungslänge
$A_0$	Konstante
$\vec{a}_1, \vec{a}_2$	Basisvektoren im realen Raum
A1	Atom des Untergitters A in der oberen Lage des Bilagen-Graphens
A2	Atom des Untergitters A in der unteren Lage des Bilagen-Graphens
$A_{1g}$	Mode des D-Peaks
Al	Aluminium
$Al_2O_3$	Aluminiumoxid
AlAs	Aluminiumarsenid
AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid
Au	Gold
B	eines von zwei Untergittern innerhalb des Graphen-Gitters
$B$	Magnetfeldstärke
$\vec{b}_1, \vec{b}_2$	Basisvektoren im reziproken Raum

B1	Atom des Untergitters B in der oberen Lage des Bilagen-Graphens
B2	Atom des Untergitters B in der unteren Lage des Bilagen-Graphens
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ( $c = 2.9979 \dots \times 10^8$ m/s)
cos	Kosinus
C	Crossgate
$C$	Kapazität
$C_{\Sigma}$	Gesamtkapazität der Coulomb-Insel
$c_A, c_B$	Koeffizienten der Wellenfunktion für ein Atom des Untergitters A und B
$C_{BG}$	Kapazität zum Gate BG
$C_C$	Kapazität zum Gate C
$C_{C1}$	Kapazität zum Gate C1
$C_{C2}$	Kapazität zum Gate C2
$C_D$	Kapazität zu Drain
$C_G$	Kapazität zum Gate
$C_{\text{Gate}}$	Kapazität zum Gate
$C_{\text{Gate},x}$	Kapazität zum Gate an der $x$ -Achse des 2D-Plots
$C_{\text{Gate},y}$	Kapazität zum Gate an der $y$ -Achse des 2D-Plots
$C_{ijkl}$	Elastizitätstensor
$C_S$	Kapazität zu Source
$C_{S1}$	Kapazität zum Gate S1
$C_{S2}$	Kapazität zum Gate S2
$C_{\text{TG}}$	Kapazität zum Topgate
C1	Crossgate 1
C2	Crossgate 2
$d$	Durchmesser
$\hat{d}$	Interlayer-Distanz
$d_D$	Schichtdicke
$d_{\text{DBR}}$	Einzel-schichtdicke des DBR
$d_{\text{inter}}$	Interlayer-Bindungslänge
$d_{\text{intra}}$	Intralayer-Bindungslänge
$\mathbf{D}$	dielektrisches Verschiebungsfeld
$D(E)$	Zustandsdichte
$D_z$	$z$ -Komponente des Verschiebungsfeldes

$e$	Eulersche Zahl ( $e = 2.7182\dots$ )
$e$	Elementarladung ( $e = 1.6021\dots \times 10^{-19}$ C)
$E$	Energie
$\mathbf{E}$	elektrisches Feld
$E_{2g}$	Mode des G-Peaks
$E_a$	Aktivierungsenergie
$E_{BLG}(\vec{k})$	Energiedispersion in Bilagen-Graphen
$E_C$	Ladeenergie
$E_{CB}$	Coulomb-Energie
$E_F$	Fermi-Energie
$E_G$	Bandlücke
$E_{MLG}(\vec{k})$	Energiedispersion in Monolagen-Graphen
$E_{n_x, n_y}$	Quantisierungsenergie des Systems
$E_N$	Quantisierungsenergie des Systems mit $N$ Elektronen
$E_z$	$z$ -Komponente des elektrischen Feldes
$\vec{F}$	Kraft
$f(x)$	Funktion
$f'(x)$	1. Ableitung der Funktion $f(x)$
$f''(x)$	2. Ableitung der Funktion $f(x)$
$f_U$	Frequenz
$G$	Leitfähigkeit
GaAs	Galliumarsenid
$h$	Plancksches Wirkungsquantum ( $h = 6.6260\dots \times 10^{-34}$ Js)
$h(\vec{k})$	Matrixelement des Hamiltonian
$h^*(\vec{k})$	komplex Konjugierte von $h(\vec{k})$
$\hbar$	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
$H$	Hamilton-Operator
$H_{BLG}$	Hamilton-Operator in Bilagen-Graphen
$H_K$	Hamilton-Operator am K-Punkt
$H_{MLG}$	Hamilton-Operator in Monolagen-Graphen
hBN	hexagonales Bornitrit
$i$	komplexe Zahl ( $i = \sqrt{-1}$ )
$i$	ganze Zahl
$I_{\text{Graphen}}$	Pixelintensität des Substrats mit Graphen

## Abkürzungen und Symbole

---

$I_{\text{Substrat}}$	Pixelintensität des Substrats
$j$	ganze Zahl
$k_{\text{AlAs}}$	Extinktionskoeffizient von AlAs
$k_{\text{GaAs}}$	Extinktionskoeffizient von GaAs
$k_{\text{Graphen}}$	Extinktionskoeffizient von Graphen
$\vec{k}$	Wellenvektor
K	Gitterpunkt der 1. BZ
K'	Gitterpunkt der 1. BZ
$K$	Kontrast
$\vec{K}$	Ortsvektor des K-Punktes
$k_{\text{B}}$	Boltzmann-Konstante
$k_x, k_y$	Komponenten des Wellenvektors
$L_0$	Ausgangslänge
$m$	Masse
M	Gitterpunkt der 1. BZ
$n$	Ladungsträgerdichte
$N$	ganze Zahl
$n_{\text{AlAs}}$	Brechungsindex von AlAs
$n_{\text{GaAs}}$	Brechungsindex von GaAs
$n_{\text{Graphen}}$	Brechungsindex von Graphen
$n_{\text{Luft}}$	Brechungsindex von Luft
$n_e$	Elektronendichte
$n_1, n_2$	ganze Zahl
$n_x, n_y$	ganze Zahl
$N_{\text{EZ}}$	Anzahl der Elektronen im Quantenpunkt
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
$p$	Exponent abhängig von der Zustandsdichte am Fermi-niveau
$\mathbf{P}$	Polarisation
$\vec{p}$	Impuls
$\vec{q}$	Impuls
$q_x, q_y$	Komponenten des Impulsvektors
$\vec{r}$	Ortsvektor
$\vec{r}_a, \vec{r}_b, \vec{r}_c$	Verbindungsvektoren im Kristallgitter
$R_0$	Vorfaktor

$R_{\text{BG}}$	Widerstand zum Backgate
$R_{\text{Kontakt,D}}$	Kontaktwiderstand an Drain
$R_{\text{Kontakt,S}}$	Kontaktwiderstand an Source
$R_{\text{mit Graphen}}$	Reflektivität des DBR mit Graphen auf dem Substrat
$R_{\text{ohne Graphen}}$	Reflektivität des DBR ohne Graphen auf dem Substrat
$R_{\text{TG}}$	Widerstand zum Topgate
$\vec{R}$	Ortsvektor
S1	Splitgate 1
S2	Splitgate 2
Si	Silizium
sin	Sinus
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
$T$	Temperatur
$T_0$	charakteristische Temperatur
$T_{\text{M1}}, T_{\text{M2}}, T_{\text{M3}}$	Modelltemperatur
$T_{\text{P1}}, T_{\text{P2}}, T_{\text{P3}}$	Prozesstemperatur
$T_{\text{meas}}$	Messtemperatur
tan	Tangens
Ti	Titan
$u$	Deformation
$u_i, u_j$	Komponenten der Deformation
$U_{\text{BG}}$	Spannung am Gate BG
$U_{\text{C}}$	Spannung am Gate C
$U_{\text{C1}}$	Spannung am Gate C1
$U_{\text{C2}}$	Spannung am Gate C2
$U_{\text{D}}$	Drainspannung
$U_{\text{G}}$	Gatespannung
$U_{\text{G}}^{(0)}$	Gatespannung für die $N = 0$ gilt
$U_{\text{Gate}}$	Gatespannung
$U_{\text{off}}$	Offset-Spannung
$U_{\text{S}}$	Sourcespannung
$U_{\text{S1}}$	Spannung am Gate S1
$U_{\text{S2}}$	Spannung am Gate S2
$U_{\text{SD}}$	Source-Drain-Spannung

## Abkürzungen und Symbole

---

$U_{\text{TG}}$	Spannung am Topgate
$V(\lambda)$	photopische Empfindlichkeit
$V_0(\vec{r} - \vec{r}_1 - \vec{R})$	Potential eines Atoms im Untergitter A
$V_0(\vec{r} - \vec{R})$	Potential eines Atoms im Untergitter B
$V_{\text{Graphen}}$	Potential des Graphens
$w$	Gatebreite
$W$	reduzierte Aktivierungsenergie
$x, y, z$	Koordinaten
$x_{\text{dist}}$	Distanz
$x_{\text{norm}}$	normierte Distanz
$y_{\text{dist}}$	Distanz
$z_{\text{dist}}$	Distanz
$Z$	orthogonales Koordinatensystem
$Z_i, Z_j$	Achsen des orthogonalen Koordinatensystems
Zn	Zink

# 1. Einleitung

Die Entwicklung von integrierten Schaltkreisen bringt eine andauernde Miniaturisierung mit sich, welche nach immer kleineren Strukturbreiten und Leiterbahnabständen verlangt. Hinzu kommt das Streben nach energiesparender Elektronik. Ein Konzept zur Realisierung bietet der ballistische Transport, wobei die Ladungsträger beim Durchqueren des Bauelements idealerweise nicht streuen und somit keinerlei Verlustleistung erzeugen. Hierfür muss die Bedingung erfüllt sein, dass die Länge des Bauelements kleiner ist als die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger. Diese liegt bei Raumtemperatur in konventionellem Silizium jedoch im Bereich von 5 bis 10 nm [1]. Eine Alternative zur somit bereits an Grenzen stoßenden Siliziumtechnologie bietet das Material Graphen mit einer mittleren freien Weglänge von bis zu 400 nm [2]. Dieser zweidimensionale Kristall mit hexagonal angeordneten Kohlenstoffatomen konnte 2004 durch Novoselov *et al.* [3] erfolgreich von Graphit separiert, elektrisch kontaktiert und gemessen werden. Es ist aufgrund seiner besonderen Eigenschaften, auf welche in der vorliegenden Dissertation im Detail eingegangen wird, prädestiniert für zukünftige hochfrequente Technologien und ebenso vielversprechend für Bauelemente im ballistischen Transportregime.

Quantenpunkte stellen die Grundlage für den Einzelelektronentransport und darauf basierender Einzelelektronentransistoren dar und sind somit ein zentrales Bauelement zukünftiger Nanoelektronikanwendungen. Zur Herstellung eines Quantenpunktes müssen aber gut definierte und ausreichend hohe Potentialbarrieren im Graphen erzeugt werden. Die Herausforderung liegt dabei darin, dass Graphen keine Bandlücke aufweist. Allerdings lässt sich diese durch eine gezielt hervorgerufene Symmetriebrechung öffnen [4–16]. Gegenwärtig sind diesbezüglich die im Folgenden aufgeführten drei Methoden geläufig.

- (1) Die erste Methode bezieht sich auf das Strukturieren von Graphen zu einem eindimensionalen Streifen, dem sogenannten *Nanoribbon*. Der Quantenpunkt wird dabei durch zwei zusätzliche Verjüngungen definiert [17–19]. Da diese jedoch Strukturbreiten von wenigen 10 nm aufweisen, sind sie lithographisch sehr aufwändig zu realisieren. Zudem erhalten Randeffekte einen erheblichen Einfluss auf die elektronischen Eigenschaften [20] sowie deren Reproduzierbarkeit.
- (2) Eine weitere Möglichkeit bietet das Anlegen eines senkrecht zu Bilagen-Graphen orientierten, elektrischen Feldes. Ist dessen Stärke groß genug, so dass die beiden Lagen eine ausreichend hohe Potentialdifferenz spüren, so führt dies zu einer Symmetriebrechung und diese wiederum zu einer Bandlückenöffnung [5, 6, 21, 22]. Die Methode wurde bereits zur Definition von Quantenpunkten in freitragendem Bilagen-Graphen verwendet [23]. In diesem Fall wurden die elektrischen Eigenschaften des Graphens auch nicht durch Störstellen angrenzender Dielektrika negativ beeinflusst. Allerdings ist die Realisierung substratgebundener Quantenpunkte für zukünftige, komplexe Anwendungen unerlässlich. Ein derartiger Quantenpunkt konnte bislang nur durch ein Hybrid-Device gezeigt werden [24], bei dem sich das Graphen zwischen zwei exfoliierten Bornitrit-Schichten (hBN) befand.
- (3) Die dritte Methode nutzt Deformationen und Verzerrungen in Graphen zur Erzeugung einer Bandlücke [16, 25, 26]. Zum einen können diese in der Ebene erfolgen. Zum anderen würde auch ein variierender Abstand der Lagen in Bilagen-Graphen eine Bandlückenöffnung begünstigen. Aufgrund der schwierigen experimentellen Umsetzung wurde diese Möglichkeit jedoch hauptsächlich theoretisch betrachtet [11, 27–29]. Eine Definition von Quantenpunkten wurde somit auf diese Weise bislang noch nicht realisiert.

Ziel dieser Arbeit war es, einen möglichst einfach zu prozessierenden und substratgebundenen Quantenpunkt in Bilagen-Graphen über den Feldeffekt (2) zu realisieren und zu untersuchen. Hierfür wurde Graphen auf einem GaAs-Substrat exfoliiert, dessen geringere Oberflächenrauigkeit im Vergleich zu Si mit SiO<sub>2</sub> eine höhere Ladungsträgerbeweglichkeit verspricht [30]. Anschließend wurden geeignete Bilagen gesucht und kontaktiert. Ein im Anschluss aufgebracht Dielektrikum isolierte die

---

im Folgenden auf dem Graphen zu metallisierenden Topgates. Das dabei angewandte Layout beinhaltet zwei komplett über die Graphenflocke verlaufende Gates, welche parallel dazu zwei Splitgates mittig einschließen. Durch Anlegen von Spannungen an diese Gates sollen über den Feldeffekt lokal Potentialbarrieren erzeugt werden. Dem Topgate-Layout entsprechend würde sich dann in dessen Zentrum ein Quantenpunkt ausbilden.

Im Rahmen der Untersuchungen konnte tatsächlich ein über die Gates steuerbarer Einzelelektronentransport und damit die Realisierung eines durch die Topgates definierten Quantenpunktes nachgewiesen werden. Dabei zeigten sich charakteristische Barrieren unterhalb der schmalen Gates auch ohne angelegte Gatespannungen. Bei einem Kontrolldevice mit einem breiten Gate ließ der Probenstrom jedoch nicht auf bereits vorhandene Barrieren schließen. Zum Verständnis dieser Beobachtungen wurden umfangreiche theoretische Untersuchungen in Bezug auf Methode (3) durchgeführt und die Verspannungen in den experimentell untersuchten Strukturen simuliert. Dabei zeigte sich, dass thermisch hervorgerufene mechanische Deformationen der Topgates zu Stress im Graphen und im darunterliegenden piezoelektrischen Substrat führen. Die dann über den Piezoeffekt erzeugten elektrischen Felder ermöglichen eine lokale Bandlückenöffnung im Graphen unterhalb der Gates. Die Simulationen zeigten weiter, dass die Stärke der Deformation und die daraus resultierende Bandlücke von der Breite der Topgates abhängt. Während die hervorgerufenen Verspannungen bei breiten Gates vergleichsweise schwach sind und somit keine nennenswerte Bandlücke erzeugt werden kann, sind sie beim untersuchten Device mit seinen schmalen Gates stark genug, um ausreichend hohe, lokale Piezospansungen zu erhalten. Somit konnte über das Layout der Topgatemetallisierung das Einschlusspotential für einen Quantenpunkt in Bilagen-Graphen erfolgreich definiert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich nun wie folgt. **Kapitel 2** befasst sich mit den theoretischen Grundlagen dieser Arbeit. Neben den elektronischen Eigenschaften von Graphen wird auch der Transport durch Quantenpunkte betrachtet und zudem das Öffnen einer Bandlücke in Mono- und Bilagen-Graphen weitergehend diskutiert. Das sich anschließende **Kapitel 3** stellt die Herstellung der in dieser Arbeit gemessenen Proben vor. Neben den erforderlichen Lithographieschrit-

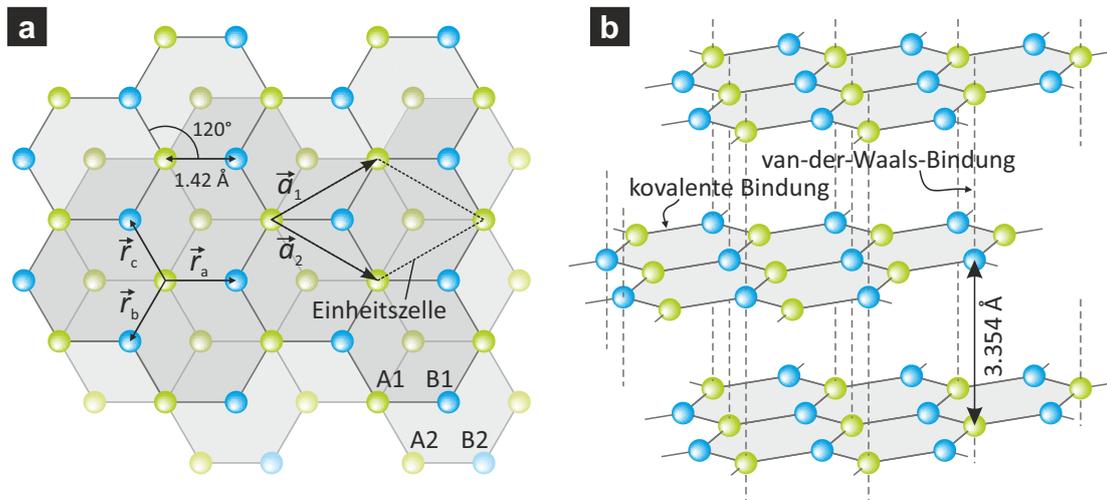
ten wird auch die nötige Optimierung des Kontrasts von Graphen auf GaAs beschrieben. Darüber hinaus stellt die Identifizierung von Bilagen durch die Raman-Spektroskopie und die optische Kontrastanalyse einen wesentlichen Bestandteil dieses Kapitels dar. In **Kapitel 4** werden neben dem verwendeten Messaufbau auch die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Dabei werden temperaturabhängig aufgezeichnete  $U$ - $I$ -Kennlinien ausgewertet und der vorherrschende Transportmechanismus bestimmt. Die anschließende Untersuchung des Probenstroms zeigt gatespannungsabhängige Coulomb-Blockade-Oszillationen. Diese werden zudem in Anwesenheit eines Magnetfelds betrachtet. Es folgen Auswertungen beobachteter Coulomb-Blockade-Rautenstrukturen. Mit ihrer Hilfe wird der Durchmesser des erhaltenen Quantenpunktes bestimmt und mit der Dimension des durch die Topgatestruktur möglichen Einschlusspotentials auf Konsistenz überprüft. Die experimentell beobachtete Transportlücke wird in **Kapitel 5** bezüglich einer lokalen Bandlückenöffnung im Graphen im Detail untersucht. Dabei werden Simulationen zum eingesetzten Topgatelayout durchgeführt. Diese beziehen sich auf den mechanischen Stress, der von den bimetallischen Topgates beim Abkühlen der Probe aufgrund der verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ausgeht. Es zeigt sich jedoch, dass der errechnete Stress innerhalb des Graphens nicht ausreicht, um die experimentellen Beobachtungen vollständig zu erklären. Somit werden zusätzliche Betrachtungen des piezoelektrischen Substrats herangezogen, um stress-induzierte piezoelektrische Felder zu berechnen. Mit Hilfe der daraus resultierenden Bandlückenöffnung lassen sich die experimentellen Beobachtungen erklären. Zum Abschluss gibt **Kapitel 6** eine Zusammenfassung der experimentellen Daten und der gewonnenen Ergebnisse aus den Simulationen. Darüber hinaus erfolgt ein Ausblick, welche Möglichkeiten sich zukünftig mit der stress-induzierten piezoelektrischen Bandlückenöffnung in Graphen ergeben.

## 2. Eigenschaften von Graphen

### 2.1. Vom Graphit zum Graphen

Kohlenstoff liegt in der Natur in verschiedensten Modifikationen vor. Die bekanntesten Vertreter sind neben amorphem Kohlenstoff der Diamant und das Graphit, welche sehr unterschiedliche Eigenschaften aufweisen. Während der Diamant mit seiner  $sp^3$ -hybridisierten tetragonalen Kristallstruktur als der härteste natürlich vorkommende Festkörper gilt (Mohs-Härte: 10, Vickers-Härte:  $10\,060\text{ N/m}^2$ , absolute Härte:  $140\,000$  [31]), ist er zudem farblos und elektrisch nicht leitend (Bandlücke:  $E_G = 5.4\text{ eV}$  [32]). Graphit hingegen ist ein schwarz, metallisch glänzendes Kohlenstoff-Allotrop. Aufgrund der  $sp^2$ -hybridisierten, kovalenten Bindungsstruktur und der hexagonalen Anordnung der Kohlenstoff-Atome besteht es aus sehr festen Gitterebenen [33]. Kohlenstoff steht in der vierten Hauptgruppe des Periodensystems und somit besitzt jedes Atom vier Valenzelektronen, wovon drei innerhalb der Ebene kovalente  $\sigma$ -Bindungen zu den nächsten drei Nachbarn eingehen. Das verbleibende vierte Valenzelektron bildet ein senkrecht zur Ebene orientiertes  $\pi$ -Orbital [34], welches zu delokalisierten, sich frei im Gitter beweglichen  $\pi$ -Elektronen und zu verhältnismäßig schwachen van-der-Waals-Bindungen zu benachbarten Ebenen führt. Darin und im geringen Überlapp der  $\pi$ -Orbitale liegt begründet, dass die elektrische Leitfähigkeit entlang der Ebenen um zwei Größenordnungen höher ist als senkrecht dazu [35]. Dem entsprechend ergeben sich interessante Unterschiede in den Bindungsenergien. Während ihr Wert zwischen intraplanaren Atomen  $4.3\text{ eV}$  beträgt, liegt er mit  $0.07\text{ eV}$  zwischen interplanaren Atomen deutlich niedriger. Dies führt dazu, dass der Ebenenabstand deutlich größer ist als der Bindungsabstand der Atome innerhalb der Ebene [35], wie auch in Abbildung 2.1 schematisch gezeigt. Somit erscheint das Material makroskopisch als relativ weich. Entscheidend ist jedoch, dass die unterschiedlichen Bindungsabstände es ermöglichen, die Schich-

## 2. Eigenschaften von Graphen



**Abbildung 2.1.:** Darstellung der Basalebene in Graphit. **(a)** Gezeigt ist die Ansicht von oben auf zwei Gitterebenen in A-B-Schichtfolge samt Einheitszelle mit den Basisvektoren  $\vec{a}_1 = a(\sqrt{3}/2, 1/2)$  und  $\vec{a}_2 = a(\sqrt{3}/2, -1/2)$  mit  $a = \sqrt{3}a_0$  und  $a_0 = 1.42 \text{ \AA}$ . **(b)** Die Seitenansicht veranschaulicht die zwei vorkommenden Bindungstypen. Neben den intraplanaren kovalenten  $\sigma$ -Bindungen finden sich die energetisch schwächeren, interplanaren  $\pi$ -Bindungen (van-der-Waals).

ten großflächig voneinander zu trennen. Betrachtet man nur eine geringe Anzahl von Basalebene des Graphits, so spricht man von Graphen. In seiner dünnsten Form besteht es aus genau einer atomar dünnen Lage von Kohlenstoffatomen und entspricht somit einem zweidimensionalen Kristall. Im Jahre 2004 demonstrierten Novoselov *et al.* [3] mittels eines gewöhnlichen Klebebandes, wie sie eine Graphen-Monolage auf ein Si-Substrat transferiert, durch weitere Prozessschritte kontaktiert und anschließend elektrisch vermessen haben. Die Existenz eines zweidimensionalen Kristalls galt aufgrund des Mermin-Wagner-Theorems [36, 37] jedoch als unmöglich, da eine absolut zweidimensionale Struktur aus thermodynamischer Sicht instabil sein muss [38, 39]. Die gezeigte Existenz von Graphen stand somit im Widerspruch, konnte allerdings im Nachhinein durch metastabile Zustände [40] und eine global vorhandene Welligkeit der Graphenschicht erklärt werden [41]. Die ebenfalls in Abbildung 2.1 eingezeichnete Einheitszelle basiert auf den beiden Gittervektoren  $\vec{a}_1 = a(\sqrt{3}/2, 1/2)$  und  $\vec{a}_2 = a(\sqrt{3}/2, -1/2)$  mit der Gitterkonstanten  $a = \sqrt{3}a_0$  und der Bindungslänge  $a_0 = 1.42 \text{ \AA}$ , wobei die Vektoren einen Winkel von  $60^\circ$  aufspannen. Aufgrund der Translationsinvarianz ergeben sich somit zwei Untergitter mit den Basisatomen A und B (durch verschiedene Farben verdeutlicht), weshalb

nicht alle Gitterplätze äquivalent sind. Welche Konsequenzen sich daraus für die Bandstruktur ergeben, wird im nächsten Unterkapitel gezeigt.

## 2.2. Bandstruktur von Graphen

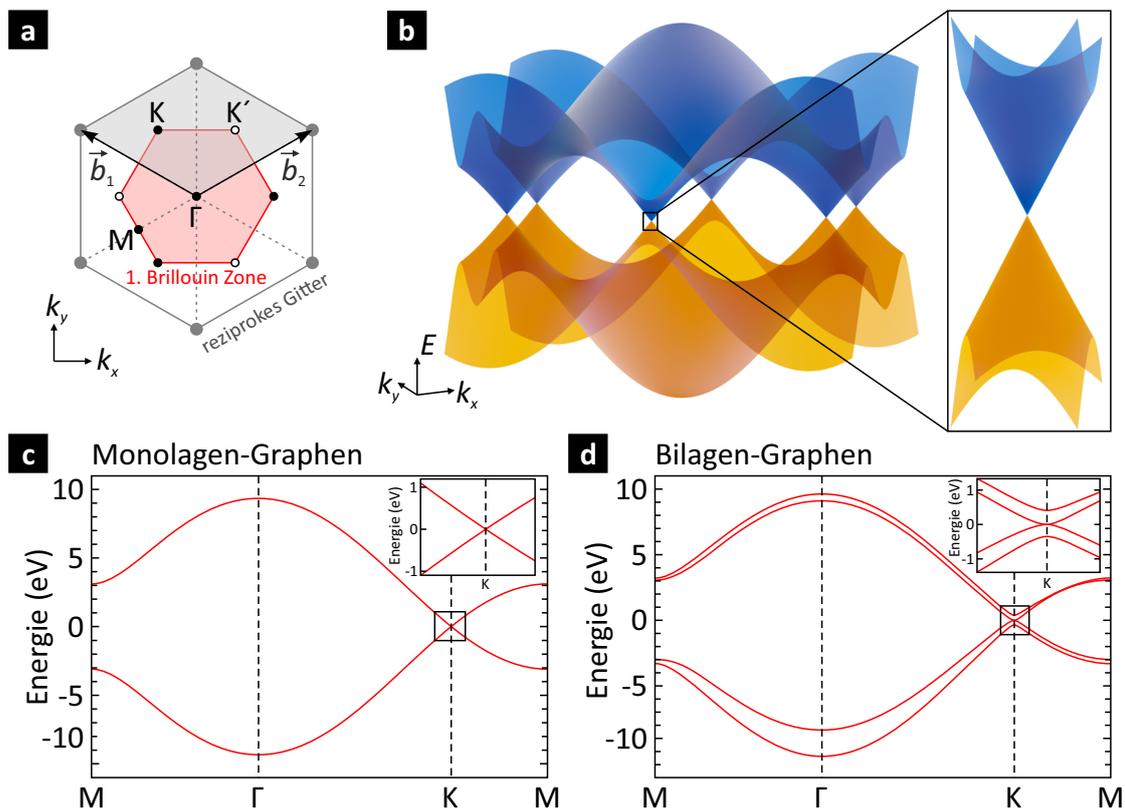
### 2.2.1. Monolagen-Graphen

Die Betrachtung des hexagonalen Gitters im reziproken Raum ist in Abbildung 2.2 (a) zu sehen. Dessen Einheitszelle ist durch die Basisvektoren  $\vec{b}_1$  und  $\vec{b}_2$  bestimmt, wobei deren Länge  $|\vec{b}_1| = |\vec{b}_2| = 2\pi/(\sqrt{3}a)$  beträgt. Die im darin aufgespannten Parallelogramm eingeschlossenen Eckpunkte der 1. Brillouin-Zone werden mit K und K' gekennzeichnet und sind voneinander unabhängig. Mit Hilfe der *Tight-Binding*-Methode (TBM) kann nun die elektronische Bandstruktur des hexagonalen Gitters berechnet werden [43]. Angelehnt ist sie an die LCAO-MO-Näherungsmethode (Abk. für engl. *Linear Combination of Atomic Orbitals to Molecular Orbitals*), bei welcher die Darstellung von Molekülorbitalen aus einer mit Atomorbitalen gebildeten Basis heraus erfolgt. Bei der TBM werden Wechselwirkungen zwischen Elektronen vernachlässigt, nur die Valenzelektronen betrachtet und auch nur der Einfluss der nächsten Nachbarn berücksichtigt. Zunächst wird die Wellenfunktion der Valenzorbitale aller sich in der primitiven Einheitszelle befindlichen Atome konstruiert. Im Falle des Graphens sind dies zwei Kohlenstoffatome, wobei das hybridisierte  $sp^2$ -Orbital zu starken  $\sigma$ -Bindungen in der  $x$ - $y$ -Ebene führt und somit nicht zu den Festkörpereigenschaften beiträgt, da deren Energien weit ober- und unterhalb der Fermienergie  $E_F$  liegen. Anders sieht es bei den  $2p_z$ -Orbitalen aus, welche die schwachen delokalisierten  $\pi$ -Bindungen bilden. Die Wellenfunktion für zwei Atome und somit für die gesamte Einheitszelle berechnet sich wie folgt:

$$\phi_{\text{EZ}}(\vec{r}) = \sum_j c_j \phi_j(\vec{r} - \vec{r}_a) = c_A \phi_A(\vec{r} - \vec{r}_a) + c_B \phi_B(\vec{r}), \quad (2.1)$$

$\vec{r}$	Ortsvektor,
$\vec{r}_a$	Verbindungsvektor (siehe Abb. 2.1 (a)),
$c_j$	Koeffizient der Wellenfunktion für Atom A und B,
$\phi_A(\vec{r} - \vec{r}_a), \phi_B(\vec{r})$	Wellenfunktionen für die Atome A und B,

## 2. Eigenschaften von Graphen



**Abbildung 2.2.:** In (a) ist das hexagonale Kristallgitter im reziproken Raum, dessen Basisvektoren  $\vec{b}_1$  und  $\vec{b}_2$  und die sich ergebende 1. BZ (roter Bereich) zeigt. Das durch die Basisvektoren  $\vec{b}_1$  und  $\vec{b}_2$  aufgespannte Parallelogramm beinhaltet die beiden unabhängigen Gitterpunkte  $K$  und  $K'$ . Weiter ist in (b) die Energiedispersion von Valenz- und Leitungsband der  $\pi$ -Elektronen in Monolagen-Graphen in Abhängigkeit der Komponenten  $k_x$  und  $k_y$  des Wellenvektors  $\vec{k}$  gezeigt. Die Großansicht am Dirac-Punkt ( $K$  bzw.  $K'$ ) zeigt zudem den typischen linearen Verlauf bei kleinen Energien. (c) und (d) veranschaulichen die Bandstruktur für Monolagen- und Bilagen-Graphen entlang ausgezeichneter Punkte der 1. BZ (in Anlehnung an [42]).

und führt über die Gesamtheit an Einheitszellen sowie dem Bloch-Ansatz aufgrund der Periodizität des Gitters zu nachfolgendem Ausdruck für die Wellenfunktion:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{EZ}}}} \sum_{\vec{R}} e^{i\vec{k}\vec{R}} \phi_{\text{EZ}}(\vec{r} - \vec{R}), \quad (2.2)$$

$N_{\text{EZ}}$  Anzahl der betrachteten Einheitszellen,  
 $\vec{k}$  Wellenvektor.

Der Vektor  $\vec{R} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2$  erfüllt dabei die Gesamtbetrachtung der beiden Untergitter. Der Hamilton-Operator lautet:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \sum_{\vec{R}} (V_0(\vec{r} - \vec{r}_a - \vec{R}) + V_0(\vec{r} - \vec{R})), \quad (2.3)$$

$V_0(\vec{r} - \vec{r}_a - \vec{R})$  Potential des Atoms A,  
 $V_0(\vec{r} - \vec{R})$  Potential des Atoms B.

Zur Berechnung der Energiedispersion wird nun die Wellenfunktion der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung durch die aus Gleichung 2.2 gewonnene ersetzt. Darüber hinaus wird die Gleichung von links mit jeweils einem der  $2p_z$ -Orbitale multipliziert und über den gesamten Raum integriert, was zu den folgenden zwei Gleichungen führt:

$$\langle \phi_j | H | \psi_{\vec{k}} \rangle = E \langle \phi_j | \psi_{\vec{k}} \rangle \quad \text{mit } j : \{A, B\}. \quad (2.4)$$

Die Wellenfunktion  $\psi_{\vec{k}}$  ist überall endlich, da durch  $n_1$  und  $n_2$  über alle Einheitszellen summiert wird. Dennoch fällt  $\phi_j$  mit größer werdender Distanz zum Zentrum des betrachteten Atomorbitals sehr schnell ab, so dass entsprechend der Näherungen der TBM alle Terme bis auf diejenigen der betrachteten Atome und deren Wechselwirkung mit seinen direkten Nachbarn als genügend klein angesehen und somit vernachlässigt werden können. Der Hamiltonian kann dann in das nachfolgende Eigenwert-Problem transformiert werden [44]:

$$\gamma_0 \begin{pmatrix} 0 & h(\vec{k}) \\ h^*(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_A \\ c_B \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} c_A \\ c_B \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

## 2. Eigenschaften von Graphen

---

Der Wechselwirkungsterm entspricht hierbei dem Überlappungsintegral  $\gamma_0$  mit  $\gamma_0 = \langle \phi_A | H | \phi_B \rangle$  und dessen Größe ist für Graphen zu  $\gamma_0 \approx 2.8 \text{ eV}$  bestimmt worden [45]. Für  $h(\vec{k})$  gilt, wobei  $h^*(\vec{k})$  die komplex Konjugierte von  $h(\vec{k})$  ist:

$$h(\vec{k}) = 1 + e^{i\vec{k}(\vec{r}_b - \vec{r}_a)} + e^{i\vec{k}(\vec{r}_c - \vec{r}_a)} = 1 + e^{-i\vec{k}\vec{a}_1} + e^{-i\vec{k}\vec{a}_2}. \quad (2.6)$$

Die Eigenwerte des Hamiltonians liefern nun durch Anwendung trigonometrischer Umformungen die Energiedispersion  $E(k_x, k_y)$  für die  $\pi$ -Elektronen in Graphen:

$$E(k_x, k_y) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos\left(\frac{\sqrt{3}a}{2}k_x\right)\cos\left(\frac{a}{2}k_y\right) + 4\cos^2\left(\frac{a}{2}k_y\right)}. \quad (2.7)$$

Eine dreidimensionale Darstellung der Gleichung 2.7 findet sich in Abbildung 2.2 (b). Das doppelte Vorzeichen unterscheidet zwischen dem Leitungsband (**orange**) resultierend aus dem bindenden  $\pi$ -Band sowie dem Valenzband (**blau**) aus dem antibindenden  $\pi^*$ -Band. Des Weiteren wird die Wurzel in Gleichung 2.7 für einige Werte von  $\vec{k}$  gleich Null, was dazu führt, dass die Energie von Valenz- und Leitungsband ebenfalls gleich Null wird und sich Berührungspunkte an den jeweils drei Punkten von K und K' ergeben. Bei besonders niedrigen Temperaturen und im Falle von vorliegender Neutralität bezüglich Dotierungen schneidet die Fermifläche  $E_F$  genau diese Dirac-Punkte, wodurch ein Zustand bei  $E_F$  genau zu einer Hälfte elektronen- und zur anderen lochartig ist. Deshalb wird der Dirac-Punkt auch als *Charge Neutrality Point* (engl. für Ladungsneutralitätspunkt, CNP) bezeichnet. Den Verlauf der beiden Energiebänder entlang ausgewählter Punkte der 1. BZ zeigt Abbildung 2.2 (c). Auch hier ist der semi-metallische Charakter des Graphens am K-Punkt aufgrund der fehlenden Bandlücke direkt zu beobachten. Darüber hinaus zeigt sich der parabolische Verlauf im Bereich des  $\Gamma$ -Punktes (im Zentrum der 1. BZ) und die sich öffnende Bandlücke hin zum M-Punkt entlang der Kanten der 1. BZ.

### 2.2.2. Lineare Dispersion am Dirac-Punkt

Am  $\Gamma$ -Punkt beträgt die Bandlücke fast 10 eV, welcher bei Betrachtung des reinen elektronischen Transports somit uninteressant ist. Hier sind einzig die Dirac-Punkte und deren nähere Umgebung von Interesse. Die Bandstruktur ist dort für Energien

kleiner 1 eV linear und gleicht zwei sich mit den Spitzen berührenden Kegeln [46,47]. Die lineare Dispersion führt zu einer verschwindenden Masse am Dirac-Punkt, weshalb der Hamiltonian für masselose Dirac-Fermionen in zwei Dimensionen herangezogen werden kann, um den elektronischen Transport in Graphen ausreichend zu erklären [48–51]. Der Hamilton-Operator in der Dirac-Weyl-Form mit  $\vec{k} = \vec{K} + \vec{q}$  mit Impuls  $\vec{q}$ , der seinen Ursprung im K-Punkt findet, lautet unter der Bedingung  $|\vec{q}| \ll |\vec{K}|$  [43, 44, 50, 52]:

$$H_K = \hbar\nu_F \begin{pmatrix} 0 & q_x - iq_y \\ q_x + iq_y & 0 \end{pmatrix} = \hbar\nu_F \vec{\sigma} \vec{q}, \quad (2.8)$$

$\nu_F$  Fermi-Geschwindigkeit mit  $\nu_F = \sqrt{3}\gamma_0 a / (2\hbar)$ ,

$\hbar$  ergibt sich aus Planckschem Wirkungsquantum  $h$  mit  $\hbar = h / (2\pi)$ ,

$\vec{\sigma}$  Pauli-Vektor [53, 54].

Die Fermigeschwindigkeit beträgt somit  $\nu_F \approx 1 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1} \approx 0.003 c$  [42, 55, 56], wobei diese weder von der Energie noch vom Impuls  $\vec{q}$  abhängt. Die Energiedispersion ergibt sich weiter zu:

$$E(|\vec{q}|) = \pm \frac{\sqrt{3}\gamma_0 a}{2} \sqrt{q_x^2 + q_y^2}, \quad (2.9)$$

$$= \pm \hbar\nu_F |\vec{q}|. \quad (2.10)$$

Die Wellenfunktion  $\psi$  hat aufgrund der zwei vorherrschenden Untergitter eine zwei-komponentige Spinorstruktur. Da der Ladungsträgertransport einzig an der Fermikante stattfindet, haben alle daran teilnehmenden Ladungsträger eine relativ geringe Energie. Somit befinden sie sich stets im Leitungsbandminimum respektive im Valenzbandmaximum, abhängig davon ob man Elektronen oder Löcher als Ladungsträger betrachtet. Sie sind demnach in den K- bzw. K'-Punkten lokalisiert und man spricht im Falle von Graphen von einem direkten Halbleiter mit verschwindender Bandlücke oder aber von einem Halbmetall mit verschwindendem Bandüberlapp. Da die Zustandsdichte entgegen üblichen zweidimensionalen Systemen über  $D(E) = 2E / (\pi\hbar^2\nu_F^2)$  direkt von der Energie abhängt, wird sie in den Dirac-Punkten Null (siehe Inset von Abb. 2.3). Die zwei Untergitter führen zudem dazu, dass es einen physikalischen Unterschied macht, ob sich die Ladungsträger im K- oder K'-Punkt befinden. Deshalb erhält man eine zusätzliche Quantenzahl, den

Pseudo-Spin [47]. Ladungsträger in Graphen sind neben dem „tatsächlichen“ Spin somit 4-fach entartet. Der Pseudo-Spin führt dazu, dass Zustände im Leitungsband ein entgegengesetztes Vorzeichen gegenüber Zuständen im Valenzband besitzen. Somit sind diese komplex miteinander verbunden. Diese Tatsache wird als Chiralität der Ladungsträger bezeichnet [48, 49, 57]. Die Chiralität beeinflusst dabei die Streuprozesse in Graphen, wobei das direkte Zurückstreuen von Ladungsträgern unterdrückt wird [57, 58] und deren Transmission durch Barrieren verlustfrei erfolgt. Letzteres ist auch als Klein-Tunneln bekannt [59–61].

### 2.2.3. Bilagen-Graphen

Fügt man einer Monolage Graphen eine weitere hinzu, so betrachtet man Bilagen-Graphen. Dessen Kristallstruktur wurde bereits hinreichend diskutiert. Es sei jedoch nochmals angemerkt, dass im Falle der in Graphit häufig vorkommenden A-B-Stapelung (auch Bernal-Stapelung genannt, siehe Abb. 2.1 (b)) die Atome des Untergitters A der unteren Schicht direkt unterhalb der Atome des Untergitters B der oberen Schicht liegen, während sich die B-Atome der unteren Schicht und die A-Atome der oberen Schicht jeweils mittig zum Hexagon der entsprechend anderen Schicht befinden. Aufgrund der dadurch zusätzlich auftretenden Wechselwirkungen ändert sich auch die Energiedispersion. Diese kann ebenfalls über die TBM berechnet werden. Der effektive Hamiltonian kann dann wie folgt ausgedrückt werden [62]:

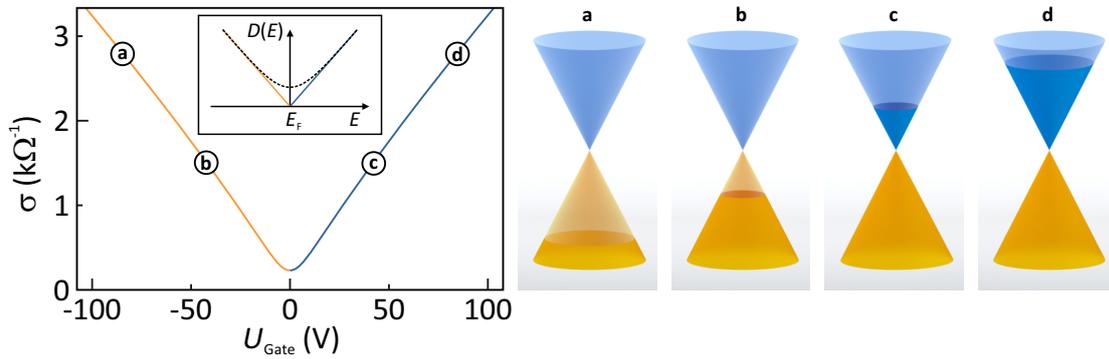
$$H_{\text{BLG}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \begin{pmatrix} 0 & (q_x - iq_y)^2 \\ (q_x + iq_y)^2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Betrachtet man einzig die Wechselwirkungen direkter Nachbarn, also  $A_1 \rightleftharpoons B_1$  und  $B_1 \rightleftharpoons A_2$ , so erhält man bei niedrigen Energien und Anregungen [62]:

$$E_{\text{BLG}}(\vec{k}) = \pm \frac{\gamma_1}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4\hbar^2 v_F^2}{\gamma_1^2} |\vec{k}|^2} - 1 \right), \quad (2.12)$$

$\gamma_1$  Interplanares Überlappungsintegral,  $\gamma_1 \approx 0.39 \text{ eV}$  [45, 62].

Das Ergebnis ist in Abbildung 2.2 (d) gezeigt. Auffällig ist hierbei, dass bei kleinen



**Abbildung 2.3.:** Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Spannung einer Steuerelektrode (in Anlehnung an Ref. [48]). In undotiertem Graphen befindet sich die Fermienergie  $E_F$  auf Höhe des Dirac-Punkts und somit ist bei einer Gatespannung von  $U_{\text{Gate}} = 0$  V ein Minimum zu finden. Die Gatespannung hat dabei einen direkten Einfluss auf die Ladungsträgerdichte, welche für negative Spannungen zur Loch- und für positive Spannungen zur Elektronenleitung führt.

Energien, also in der Umgebung der Dirac-Punkte, keine lineare Dispersion mehr vorliegt und die Anzahl der  $\pi$ - und  $\pi^*$ -Bänder jeweils der Anzahl der Graphenlagen entspricht. Allgemein trifft dies auch für weitere Lagen bis hin zum Graphit zu. Die nun zusätzlichen Bänder liegen jedoch energetisch zu weit entfernt und sind für den Transport erst bei Ladungsträgerdichten von  $|n| \geq 2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  von Bedeutung [63]. Weiterhin ist zu erwähnen, dass Leitungs- und Valenzband bereits einen minimalen Überlapp von 1.6 meV aufweisen, was jedoch immer noch als verschwindend gering bezeichnet werden kann. Mit zunehmenden Lagen steigt dieser Überlapp an und erreicht für Graphit Werte zwischen 36 und 40 meV [33, 64], wobei die Bandstruktur bei elf Lagen bereits sehr gut mit der von Graphit übereinstimmt [42].

### 2.2.4. Minimum in der Leitfähigkeit

Die Eigenschaft der verschwindend geringen Bandlücke in Mono- und Weniglagen-Graphen spielt für die Leitfähigkeit eine entscheidende Rolle. Abhängig von der Position der Fermienergie  $E_F$  ist die Art der Ladungsträger festgelegt. Die energetische Lage der Fermienergie und somit auch die Ladungsträgerdichte kann jedoch durch ein senkrecht zum Graphen orientiertes, elektrisches Feld gesteuert werden, indem negative oder positive Spannungen beispielsweise an ein Backgate angelegt werden.

Der gatespannungsabhängige Verlauf in Abbildung 2.3 ist von  $U_{\text{Gate}} \approx -100 \text{ V}$  bis  $U_{\text{Gate}} \approx 100 \text{ V}$  gezeigt. Entsprechend wurde die Fermienergie vom Valenzband (links, **orangener** Bereich) hin zum Dirac-Punkt ( $U_{\text{Gate}} = 0 \text{ V}$ ) und weiter in das Leitungsband (rechts, **blauer** Bereich) verschoben. Dabei durchfährt die Leitfähigkeit der Graphen-Probe entsprechend Abbildung 2.3 ein Minimum, welches zugleich den Übergang zwischen Löcher- und Elektronenleitung bedeutet. Das Leitfähigkeitsminimum geht jedoch nicht auf Null herunter, sondern besitzt in idealem Graphen theoretisch den Wert von  $\sigma_{\text{min}} = 4e^2/(\pi h)$  [65, 66]. Dies steht im Widerspruch mit den Betrachtungen zur Zustandsdichte, jedoch steht eine Begründung für die Ursache dieses Phänomens noch aus [47]. Des Weiteren werden für gewöhnlich Werte im Bereich von  $\sigma_{\text{min}} \approx 4e^2/h$  gemessen. Dies ist zum einen vom Breiten-Längen-Verhältnis der Probe abhängig, wenn  $\text{Breite}/\text{Länge} < 3$  [66]. Zum anderen ist die Qualität des Graphens nie ideal. Somit führen beispielsweise geladene Störstellen im Bereich des Ladungsneutralitätspunktes zu einer fluktuierenden Fermienergie und dies wiederum zu „Pfützen“ (engl.: *Puddles*), in denen entsprechend der energetischen Lage von  $E_F$  Löcher- oder Elektronenleitung vorherrscht [67]. Damit wird die Leitfähigkeit angehoben. Allerdings agieren die geladenen Störstellen auch als Streuzentren, wodurch die Leitfähigkeit wieder gesenkt wird. Es kann aber festgehalten werden, dass Graphen-Proben mit höherer Mobilität auch zu einem betragsmäßig höheren Minimum in der Leitfähigkeit führen [68].

### 2.3. Transport durch Quantenpunkte

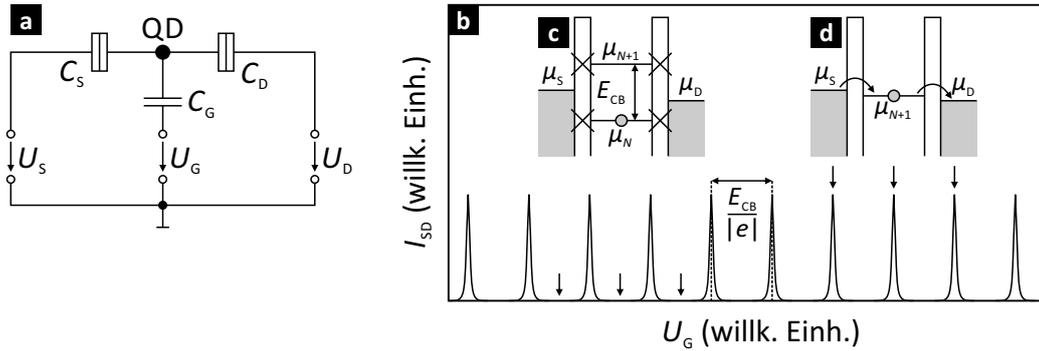
Quantenpunkte (engl.: *Quantum Dot*, QD) sind null-dimensionale Strukturen, in denen die Ladungsträger in ihrer Bewegung in allen drei Raumrichtungen beschränkt sind. Man erhält dann ein künstliches Atom [69, 70] und das kontinuierliche Energiespektrum geht in ein vollständig quantisiertes Spektrum über, festgelegt durch die Form des Einschlusspotentials. Als Quantisierungsbedingung für die Ausbildung diskreter Energieniveaus ist die geometrische Ausdehnung der null-dimensionalen Insel zu nennen. Ihre Dimensionen sollten sich dabei im Bereich der Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$  befinden, wodurch die Schrödinger-Gleichung quantisierte

Energieeigenwerte liefert. Die Fermi-Wellenlänge ist dabei wie folgt definiert:

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_e}}, \quad (2.13)$$

$k_F$  Fermi-Wellenzahl,  
 $n_e$  Elektronendichte.

Ein bereits zweidimensionales Elektronengas, wie es in Graphen vorzufinden ist, muss demnach in Länge und Breite eingeschränkt werden, um einen Quantenpunkt zu realisieren. Zum einen kann dies durch Strukturieren von Monolagen-Graphen erreicht werden, indem durch Verjüngungen auf wenige 10 nm Breite eine Bandlücke erzeugt wird [17, 20, 71]. Diese Bandlücke stellt für die Ladungsträger eine Barriere dar und definiert so einen Quantenpunkt. Zum anderen ist es möglich die Bandlücke durch den Feldeffekt in Bilagen-Graphen hervorzurufen, somit lokal die Ladungsträgerdichte zu steuern und einen Quantenpunkt zu definieren, dessen Geometrie durch eine individuelle Gatestruktur beeinflusst werden kann. Dabei muss das resultierende Einschlusspotential es jedoch erlauben, dass die Wellenfunktionen der Elektronen außerhalb und innerhalb des Quantenpunktes einen sehr geringen Überlapp aufweisen. Die Tunnelkontakte sollten demnach mindestens dem Widerstands-Quantum, der sogenannten Klitzing-Konstanten  $R_K$ , entsprechen [72], dessen Wert  $h/e^2$  beträgt. Aufgrund der Ausdehnung des Systems geht eine Reduzierung der Quantisierungsenergie in der Größenordnung von 1 meV mit einher, so dass sehr niedrige Temperaturen und somit der experimentelle Einsatz eines Kryosystems erforderlich ist. Ein Ersatzschaltbild für einen Quantenpunkt findet sich in Abbildung 2.4 (a). Demnach ist der Quantenpunkt über Tunnelkontakte mit den beiden stromführenden Kontakten Source und Drain verbunden, während das Potential der Insel durch ein kapazitiv angekoppeltes Gate gesteuert werden kann. Betrachtet man nun Teilbild (b) kann nur dann ein Strom fließen, wenn sich ein elektrochemisches Potential des Quantenpunktes energetisch zwischen den elektrochemischen Potentialen der Zuleitungen befindet. Zur Verdeutlichung sind die Teilbilder (c) und (d) angefügt. Zustände, die über den beiden elektrochemischen Potentialen liegen, sind für die Elektronen der Zuleitung nicht erreichbar und bleiben somit frei. Hingegen gilt für Zustände, die darunter liegen, dass sie stets besetzt sind und ein Heraustunneln der Elektronen wegen fehlender freier Zustän-



**Abbildung 2.4.:** (a) Ersatzschaltbild eines Quantenpunktes (QD). Die Spannungen Source  $U_S$  und Drain  $U_D$  sind durch Tunnelkontakte mit dem QD verbunden. Das Gate ist kapazitiv an diesen gebunden und kann durch Anlegen einer Spannung dessen elektrochemische Potentiale steuern. (b) zeigt den Strom durch den QD in Abhängigkeit der Gatespannung. Dabei finden sich Bereiche, in denen der Strom und somit die Leitfähigkeit des QDs durch Coulomb-Blockade unterdrückt wird. Die Lage der elektrochemischen Potentiale entspricht dann Teilbild (c). Wird jedoch ein Energieniveau zwischen die elektrochemischen Potentiale von Source und Drain geschoben, so erreicht der Strom maximale Werte, da die Blockade aufgehoben ist (siehe Teilbild (d)).

de in den Zuleitungen nicht möglich ist. Da diesem Effekt die Coulombabstoßung der Elektronen zu Grunde liegt [73], wird er auch als Coulomb-Blockade bezeichnet. Die sich im Quantenpunkt befindenden Zustände können näherungsweise mit dem Modell der konstanten Wechselwirkung (engl.: *Constant Interaction Model*, CIM) [74] beschrieben werden. Dabei werden konstante Kapazitäten und ein wechselwirkungsunabhängiges Einteilchenenergiespektrum  $\epsilon_N(B)$  angenommen [74, 75]. Die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen ist somit unabhängig vom Ladezustand der Insel. Dieser lässt sich entsprechend durch die Gesamtkapazität  $C_\Sigma$  des Quantenpunktes ausdrücken, welche sich als Summe aus den Einzelkapazitäten zusammensetzt:

$$C_\Sigma = C_S + C_D + C_G, \quad (2.14)$$

- $C_S$  Kapazität zur Source-Zuleitung,
- $C_D$  Kapazität zur Drain-Zuleitung,
- $C_G$  Kapazität zur Steuerelektrode.

Die Gesamtenergie  $E_N$  für eine Insel mit  $N$  Elektronen ergibt sich dann zu:

$$E(N) = \frac{(Ne)^2}{2C_\Sigma} - Ne \frac{C_G}{C_\Sigma} (U_G - U_G^{(0)}) + \sum_{n_x, n_y}^N E_{n_x, n_y}(B), \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} U_G^{(0)} & \quad \text{Gatespannung, bei der } N = 0 \text{ gilt,} \\ E_{n_x, n_y} & \quad \text{Quantisierungsenergie.} \end{aligned}$$

Das elektrochemische Potential des  $N$ -ten Elektrons erhält man nun aus der Differenz der Energien für  $N$  und  $N - 1$  Elektronen zu:

$$\begin{aligned} \mu(N) &= E(N) - E(N - 1) \\ &= \left(N - \frac{1}{2}\right) \frac{e^2}{C_\Sigma} - e \frac{C_G}{C_\Sigma} (U_G - U_G^{(0)}) + E_N(B), \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$E_N(B) \quad \text{Quantisierungsenergie des Systems mit } N \text{ Elektronen.}$$

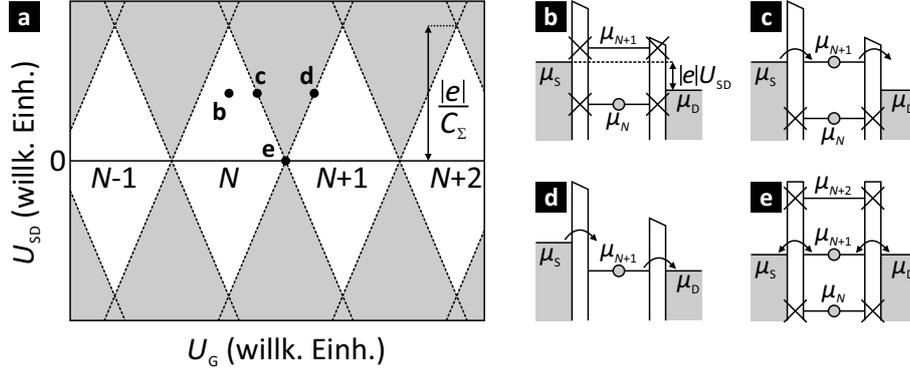
Das elektrochemische Potential ändert sich somit linear mit der Gatespannung  $U_G$ . Die ersten beiden Terme beschreiben das elektrostatische Potential in Abhängigkeit der Coulombabstoßungsenergie  $E_{CB} = e^2/C_\Sigma$  und der Gatespannung über den Hebelarm  $C_G/C_\Sigma$ . Weiter entspricht der letzte Term der Quantisierungsenergie des Systems. Der Energieabstand zweier benachbarter elektrochemischer Potentiale und damit die Energie die nötig ist, um ein weiteres Elektron auf die Insel zu bringen, entspricht der Additionsenergie  $\Delta\mu$  und ist nach [74, 76] wie folgt definiert:

$$\Delta\mu = \mu(N + 1) - \mu(N) = \frac{e^2}{C_\Sigma} + \Delta_N. \quad (2.17)$$

Abhängig vom Materialsystem und der Größe des Quantenpunktes kann  $\Delta_N = E_{N+1}(B) - E_N(B)$  vernachlässigt werden, so dass  $\Delta\mu \approx E_{CB}$  gilt. Jedoch ist es für Ladeprozesse im Quantentransport auch üblich  $E_C = E_{CB}/2$  als Ladeenergie zu bezeichnen [77].

### 2.3.1. Coulomb-Diamanten

Die Coulomb-Blockade kann experimentell sichtbar gemacht werden, indem der Strom durch die Probe oder dessen Leitfähigkeit in Abhängigkeit von Biasspan-



**Abbildung 2.5.:** (a) Schematische Darstellung der Coulomb-Diamanten durch Auftragung der Biasspannung  $U_{SD} = U_S - U_D$  in Abhängigkeit der Gatespannung  $U_G$ . (b) Innerhalb der weißen Flächen ist der Strom durch Coulomb-Blockade unterdrückt. Wird die Gatespannung, wie in (c) zu sehen, erhöht und damit die elektrochemischen Potentiale im QD abgesenkt, so beginnt der Stromfluss mit  $\mu_{N+1} = \mu_S$  (Übergang zum grauen Bereich) und endet mit (d) für  $\mu_{N+1} = \mu_D$  (Übergang zum weißen Bereich). (e) Am Berührungspunkt zweier Coulomb-Diamanten ist  $U_{SD} = 0$ , wodurch  $\mu_{N+1}$  mit  $\mu_S$  und  $\mu_D$  auf einer Höhe liegt.

nung  $U_{SD}$  und Gatespannung  $U_G$  gemessen wird. Hierbei muss jedoch die Bedingung erfüllt sein, dass die Größe des Quantenpunktes genügend klein ist, so dass die Ladeenergie groß im Vergleich zur thermischen Energie ist:  $E_{CB} \gg k_B T$ . Im Falle von Coulomb-Blockade zeigen sich dann rautenförmige Strukturen, wie sie in Abbildung 2.5 (a) zu sehen sind, wobei jede Raute einen bestimmten Ladezustand des Quantenpunktes beschreibt. Am Berührungspunkt zweier Rauten für  $U_{SD} = 0$  sind die elektrochemischen Potentiale der Zuleitungen auf selbem energetischen Niveau mit einem elektrochemischen Potential des Quantenpunktes. Erhöht man die Biasspannung, so kommt es zur Aufweitung des Bereichs, in welchem ein Strom fließen kann (siehe Teilbilder (c) und (d)). Solange jedoch  $|e|U_{SD} < E_{CB}$  gilt, existieren Bereiche, in denen Coulomb-Blockade vorherrscht und der Strom durch die Probe unterdrückt wird (siehe Teilbild (b)), da sich kein elektrochemisches Potential zwischen denen der Zuleitungen befindet. Im Falle  $|e|U_{SD} \geq E_{CB}$  liegt immer mindestens ein Quantenpunkt-Niveau zwischen den beiden elektrochemischen Potentialen und den Ladungsträgern stehen entsprechend viele Strompfade durch den Quantenpunkt zur Verfügung.

## 2.4. Öffnen einer Bandlücke in Graphen

Das Öffnen einer Bandlücke in Graphen ist nicht nur durch geeignetes Verjüngen von Monolagen-Graphen möglich, wie es bereits im Kapitel 2.3 angesprochen wurde. Denn neben Monolagen-Graphen (MLG) ist auch das Bilagen-Graphen (BLG) für die Realisierung eines Quantenpunktes von Interesse. Hierbei kann man sich zu Nutze machen, dass eine Symmetriebrechung zwischen den beiden Graphen-Lagen zur Öffnung einer Bandlücke führen kann [4, 7]. Diese ist beispielsweise durch das Anlegen eines senkrecht zum Graphen orientierten, elektrischen Feldes möglich [5, 6, 8, 13].

### 2.4.1. Monolagen-Graphen

In den bisherigen Betrachtungen zur Berechnung der Bandstruktur von Graphen wurden die Diagonalelemente des Hamiltonian aufgrund einer vernachlässigbaren Differenz der On-Site-Energien der Untergitter gleich Null gesetzt. Für die Öffnung einer Bandlücke ist diese Annahme jedoch nicht mehr gültig, so dass sich für Monolagen-Graphen folgender allgemeiner Ausdruck ergibt [43, 53, 78]:

$$H_{\text{MLG}} = \begin{pmatrix} \Delta & \hbar\nu_{\text{F}}(k_x - ik_y) \\ \hbar\nu_{\text{F}}(k_x + ik_y) & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

- $\Delta$  On-Site-Energiedifferenz der Untergitter
- $k_i$  Komponente des Wellenvektors  $\vec{k}$
- $\nu_{\text{F}}$  Fermi-Geschwindigkeit

$H_{\text{MLG}}$  wirkt auf einen zweikomponentigen Spinor der Form  $\psi_{\text{MLG}} = \begin{pmatrix} \phi_{\text{A}} \\ \phi_{\text{B}} \end{pmatrix}$  mit den Amplituden  $\phi_{\text{A}}$  und  $\phi_{\text{B}}$  der Wellenfunktionen der beteiligten Untergitter A und B. Der Hamiltonian kann dann in folgende Dispersionsrelation überführt werden:

$$E_{\text{MLG}} = \pm \sqrt{\Delta^2 + (\hbar\nu_{\text{F}}|\vec{k}|)^2}. \quad (2.19)$$

Für den bisher betrachteten linearen, Dirac-ähnlichen Verlauf setzt man  $\Delta = 0$  und Gleichung 2.19 geht in die bekannte Form über:  $E_{\text{MLG}} = \pm \hbar\nu_{\text{F}}|\vec{k}|$ . Man erhält dann zwei Lösungen, welche am Punkt  $k = 0$  gleich sind und somit dem Fehlen einer Bandlücke entsprechen. Zum Öffnen dieser muss demnach die Bedingung  $\Delta \neq 0$

in Gleichung 2.19 erfüllt sein. Zu erreichen ist dies durch das Brechen der Inversionssymmetrie. Die Herausforderung liegt jedoch darin, dass sich beide Untergitter innerhalb einer Lage befinden. Eine Möglichkeit der Symmetriebrechung wäre deshalb die Verjüngung des Graphens, wie sie bereits angesprochen wurde. Derartige strukturelle Änderungen im Nanometerbereich stellen jedoch sehr hohe Ansprüche an die Lithographie und führten im Rahmen dieser Arbeit nicht zum Erfolg.

### 2.4.2. Bilagen-Graphen

Der effektive Hamiltonian für Bilagen-Graphen sieht unter Berücksichtigung der On-Site Energien wie folgt aus [62]:

$$H_{\text{BLG}} = \begin{pmatrix} \Delta & -\frac{\hbar^2}{2m}(k_x - ik_y)^2 \\ -\frac{\hbar^2}{2m}(k_x + ik_y)^2 & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Entsprechend erhält man nun folgende Dispersionsrelation:

$$E_{\text{BLG}} = \pm \sqrt{\Delta^2 + \left(\frac{\hbar^2 |\vec{k}|^2}{2m}\right)^2}. \quad (2.21)$$

Mit  $\Delta = 0$  erhält man den Ausdruck  $E_{\text{BLG}} = \pm \hbar^2 |\vec{k}|^2 / (2m)$ . Auch bei dieser quadratischen Dispersionsrelation erhalten beide Lösungen bei  $k = 0$  einen identischen Wert, wonach keine Bandlücke vorzufinden ist. Allerdings wirkt  $H$  nun auf einen Spinor der Form  $\psi_{\text{BLG}} = \begin{pmatrix} \phi_{\text{A1}} \\ \phi_{\text{B2}} \end{pmatrix}$ . Dieser beinhaltet somit die Amplituden der Wellenfunktionen von zwei Atomen, welche sich jedoch nicht in der gleichen Graphen-Lage befinden. Eine Aufhebung der Symmetrie durch eine Änderung der On-Site-Energie-Differenz  $\Delta$  verschieden von Null ist nun durch unterschiedliche Behandlung der beiden Graphen-Lagen erreichbar. Ein stark gegensätzliches Doping kann dies beispielsweise erreichen. Jedoch führt es auch dazu, dass sich die Ladungsträgerdichten stark verändern und auch die Mobilität der Ladungsträger aufgrund verstärkter Streuung sinkt.

Eine besser kontrollierbare Möglichkeit, die On-Site-Energie-Differenz  $\Delta$  zu ändern, ist das bereits angesprochene Anlegen eines senkrecht zum Graphen orientierten, elektrischen Feldes. Dadurch spüren die zwei Lagen unterschiedliche Potentiale. Ist

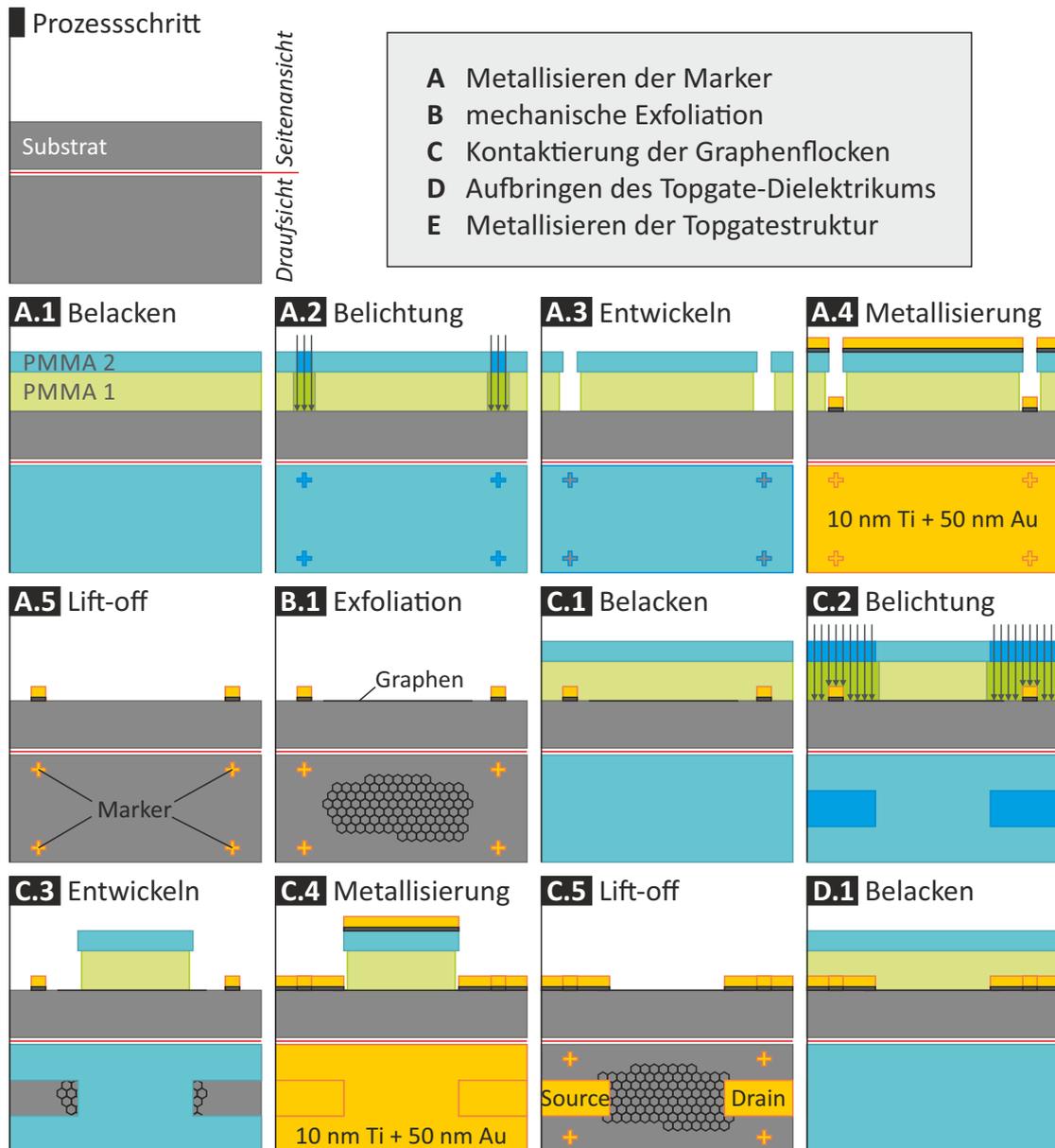
der Unterschied groß genug, so öffnet sich eine Bandlücke. Aufgrund deren geringen Abstands sind relativ hohe Gatespannungen und möglichst geringe Abstände zwischen den felderzeugenden Elektroden und somit sehr dünne Dielektrika nötig. Dennoch stellt diese Methode die Grundlage der im weiteren Verlauf hergestellten Proben dar.

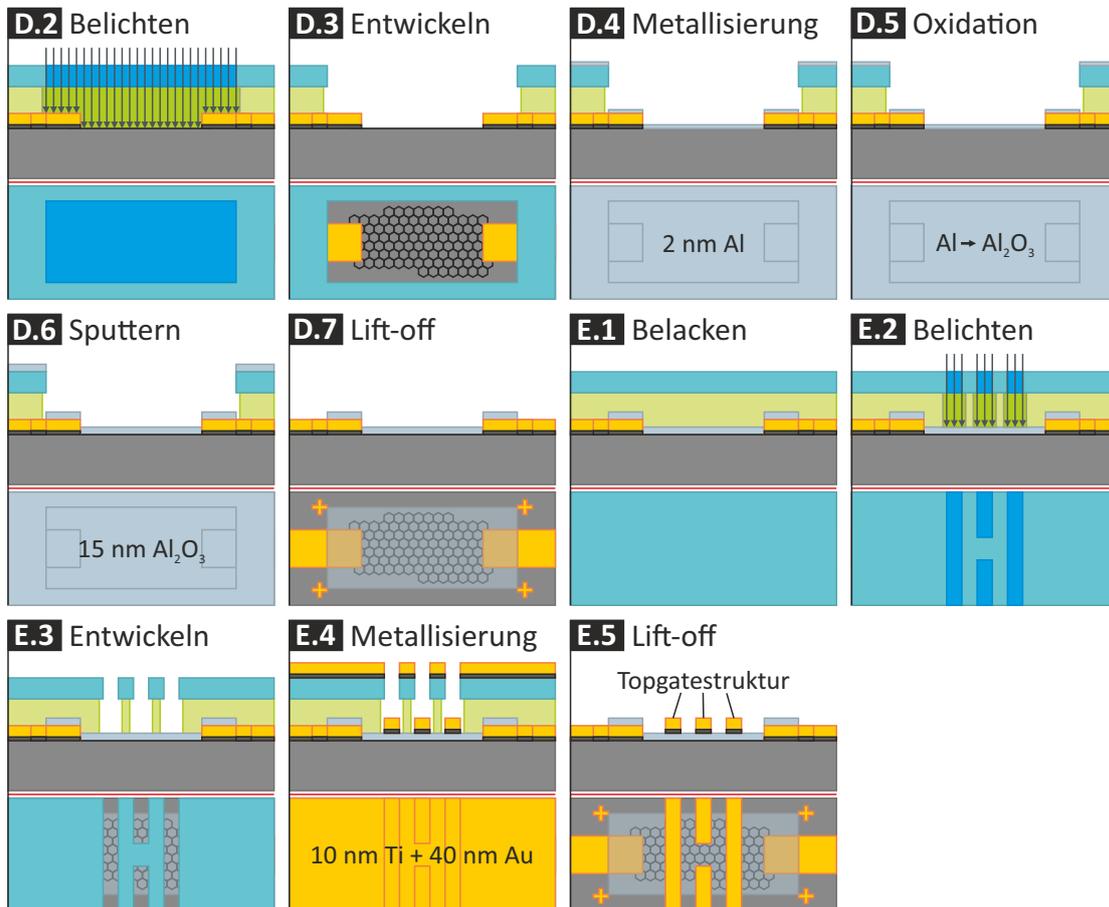


## 3. Fabrikation

In diesem Kapitel wird die Herstellung der in dieser Arbeit vorgestellten Proben und die dafür nötigen Lithographieschritte (siehe Abbildung 3.1) beschrieben. Dabei wird neben der Ramanspektroskopie auch die optische Mikroskopie zur Analyse der Graphenlagenanzahl betrachtet. Abbildung 3.1 zeigt nun den genauen Ablauf der Probenherstellung, welche sich in fünf Hauptprozesse aufteilen lässt. Standardmäßig werden für die Exfoliation von Graphen Wafer aus Silizium (Si) mit einem an der Oberfläche befindlichen Backgate-Dielektrikum aus thermisch oxidiertem Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) verwendet. In dieser Arbeit wird hingegen Galliumarsenid (GaAs) als Substrat eingesetzt, da es eine geringere Oberflächenrauigkeit aufweist. Damit verbunden ist eine Steigerung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Graphen. Analog zu Si mit  $\text{SiO}_2$  bedarf es jedoch eines optischen Hilfsmittels, um einen Kontrast zwischen Bereichen mit und ohne Graphen zu erhalten. Hierfür wurde der Wafer mit einem undotierten Bragg-Spiegel (Abk. vom engl. *Distributed Bragg Reflector*, DBR) versehen. Dieser sorgt nicht nur für eine Kontraststeigerung des Graphens auf dem Substrat, sondern trennt zudem das Graphen elektrisch vom als Backgate fungierenden, dotierten GaAs. Weiter wird ein Metallmarkersystem aufgedampft, um die im Anschluss aufgebrauchten Graphenflocken für das Alignment der nachfolgenden Lithographieschritte möglichst genau zu adressieren. Die ausgewählten Bilagen werden dann kontaktiert. Anschließend werden die einzelnen Devices mit einer Isolatorschicht aus Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) für die im letzten Schritt aufzudampfenden Topgates versehen. Durch das Anlegen von Spannungen an den Steuerelektroden wird ein senkrecht zum Graphen orientiertes, elektrisches Feld erzeugt. Somit soll die Leitfähigkeit durch die Öffnung einer Bandlücke im Bilagen-Graphen lokal gesenkt werden. Die damit erhaltenen Potentialbarrieren sollen im Zentrum der Topgatemetallisierung einen Quantenpunkt erzeugen. Die einzelnen Hauptprozesse werden nun im Folgenden vorgestellt.

### 3. Fabrikation





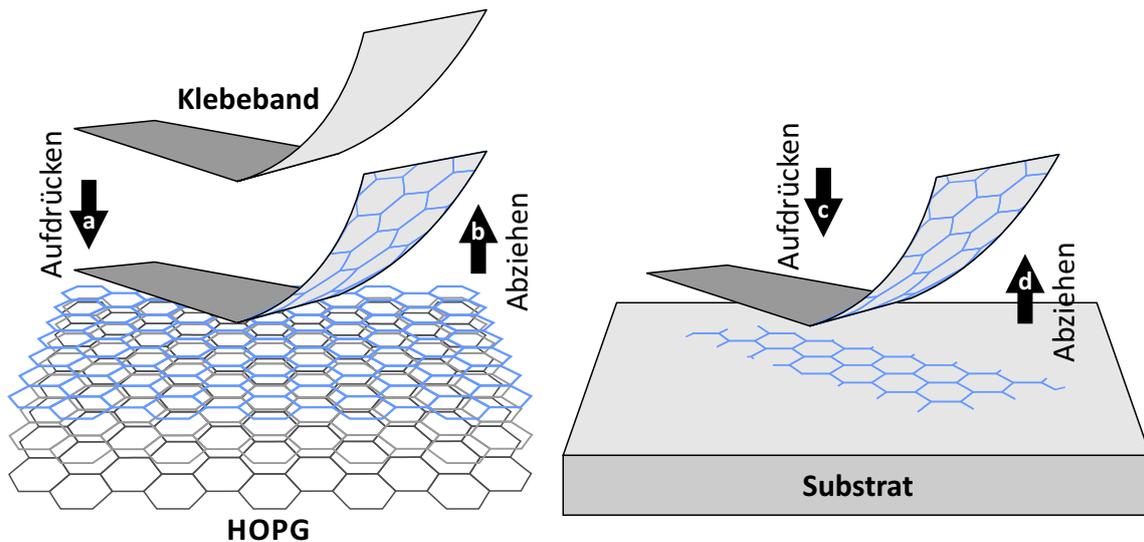
**Abbildung 3.1.:** Zweiseitige schematische Darstellung der Lithographiestritte zur Probenherstellung. Die Teilbilder sind anhand ihrer Kennbuchstaben den Hauptprozessschritten zugeordnet, welche sich im grauen Feld des linken Abbildungsteils zusammenfassend finden. Die sich wiederum anschließende Zahl verdeutlicht den entsprechenden Teilschritt. Oberhalb der roten Trennlinien zeigt sich jeweils eine Seitenansicht, während sich für ein besseres Verständnis darunter eine zusätzliche Draufsicht befindet. Die grundlegenden Lithographiestritte werden im Haupttext dieses Kapitels im Detail vorgestellt.

## 3.1. Markersystem

Die Position der bei der Exfoliation auf dem Substrat zufällig verteilten Graphenflocken muss für spätere Schritte eindeutig bestimmt werden können. Somit wird vorerst ein Markersystem benötigt. Dieses besteht aus mit Koordinaten versehenen  $20\ \mu\text{m}$  großen Kreuzen, angeordnet in einem Gitter mit festem Abstand in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Das Gitter liegt dabei mittig zwischen vier sogenannten Zentrierungsmarkern, wodurch nachfolgende Belichtungen mit einer Genauigkeit von weniger als  $50\ \text{nm}$  ausgerichtet werden können. Das Markersystem ermöglicht nun die genaue Zuordnung der Position auch bei Einzelbetrachtung von Bildern, welche mit der Mikroskopkamera bei höheren Vergrößerungen gewonnen werden. Der Abstand der Marker ist deshalb auch in Übereinstimmung mit den zu erwartenden Flake-Größen von bis zu  $100\ \mu\text{m}$  und einer dafür verwendeten 500- bis 1000-fachen Mikroskop-Vergrößerung abgestimmt, so dass der Gitterabstand sich zu  $72\ \mu\text{m}$  in horizontaler als auch vertikaler Richtung bestimmt. Somit ist bei genannter Vergrößerung auch gewährleistet, dass immer mindestens zwei Marker zu sehen sind und neben einer Skalierungskorrektur auch eine Rotationskorrektur beim Platzieren der Probenlayouts durchgeführt werden kann. Theoretisch könnten die Marker auch nach der Exfoliation aufgebracht werden. Allerdings beschränkt man sich beim Umgang mit exfoliertem Graphen auf so wenige Prozesse wie möglich, um die Kontamination des Graphens mit Lackresten und die Gefahr von sich ablösenden Flakes aufgrund der sich an die Metallisierungen anschließenden nasschemischen Liftoff-Prozesse zu verringern. Die Parameter zur Metallisierung der Marker findet sich in Anhang A.4.

## 3.2. Mechanische Exfoliation

Die Methode der mechanischen Exfoliation, wie es von Novoselov *et al.* [3] vorgestellt wurde, macht sich die bereits im Vorfeld diskutierte starke Anisotropie bezüglich der Intralayer- und Interlayer-Bindungsenergien zunutze. Wirken demnach senkrecht zu den Basalebenen gerichtete Zugkräfte an mehrlagigem Graphen beziehungsweise Graphit, so ist die Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen von Bindungen zwischen den Ebenen höher als in ihnen selbst. Die genaue Vorgehensweise der mechanischen Exfoliation ist schematisch in Abbildung 3.2 gezeigt. Benötigt wird neben hoch orientiertem, pyrolytischem Graphit (engl.: *Highly Ordered Py-*



**Abbildung 3.2.:** (a) Aufdrücken eines Klebebandes auf ein Stück HOPG löst nach (b) dem Abziehen mehrere Lagen Graphit. Durch weitere Faltungen des Klebebandes werden die Lagen weiter verjüngt. Bringt man dieses dann auf einem Substrat auf (c), und zieht es von diesem ab (d), so verbleiben Graphenflakes auf dem Substrat.

rolytic Graphite, HOPG) auch sogenannte Waferfolie, welche beim *Dicing* (engl. für Schneiden) von Wafern verwendet wird. Um elektrisch qualitativ hochwertiges Graphen zu erhalten, wird die Exfoliation im Reinraum durchgeführt. Nachdem ein erster Kontakt der Waferfolie mit dem HOPG bereits ein größeres Stück Graphit ablöst (Teilbild (a) und (b)), wird dieses durch anschließende Faltungen der Folie zunehmend auf ihrer Klebefläche verteilt. Dabei werden die Mehrfachlagen immer weiter vereinzelt bis letztlich immer mehr Graphenflakes mit nur wenigen Lagen auf der Folie vorzufinden sind. Im Anschluss kann diese nun auf einen im  $O_2$ -Plasma (Prozessparameter im Anhang A.4) gereinigten Wafer geklebt werden (Teilbild (c)). Es empfiehlt sich diese dabei fest anzudrücken und erst nach etwa zwei bis drei Stunden wieder abzuziehen (Teilbild (d)). Die Haftung zwischen den Lagen in direktem Kontakt mit dem Substrat ist in vielen Bereichen größer als zwischen ihnen und den folgenden, so dass diese beim Abziehen auf dem Substrat verbleiben. Fünf bis sechs Faltungen haben sich als guter Kompromiss zwischen Qualität bezüglich Größe und Quantität der am Ende auf dem Wafer zu findenden Monolagen- und Bilagen-Graphenflakes erwiesen. Danach werden die Graphenproben für wenige Tage in einem Stickstoffschränk gelagert, damit Klebereste der Waferfolie austrocknen können und somit weniger löslich für kommende

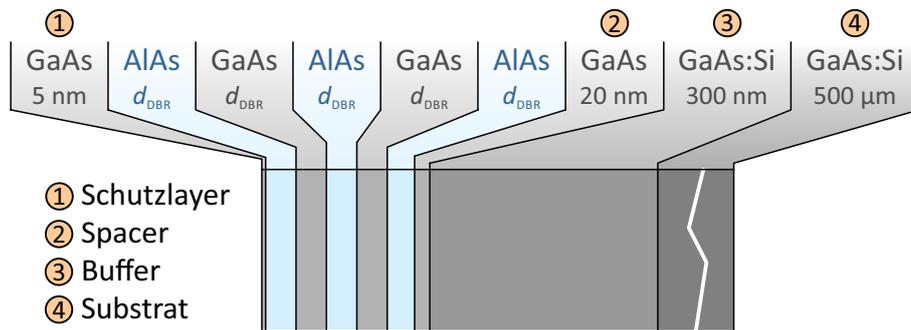
Lift-off-Schritte werden. Löst sich nämlich der Kleber in Aceton, so kann er sich auf dem Graphen niederschlagen und dessen Oberfläche verunreinigen. Dies wiederum würde zu schlechteren Kontaktwiderständen und einer zusätzlichen Dotierung des Graphens führen. Im nächsten Teilabschnitt wird das Auffinden von potentiellen Graphenflocken und die Lagenanzahlbestimmung beschrieben.

## 3.3. Identifizierung von Mono- und Bilagen

Nach dem Aufbringen des Markersystems und der mechanischen Exfoliierung werden die Probenstücke innerhalb des Markergitters nach Graphenflocken abgesucht. Gefundene Flakes sollen dann samt direkter Umgebung (Marker und Koordinaten) für die Kontrastanalyse und das Layouten mittels eines Screenshots der angeschlossenen Mikroskopkamera abgespeichert werden. Um auf GaAs auch wenige Lagen voneinander unterscheiden zu können, wurde ein Bragg-Spiegel aufgewachsen. Dieser wird im folgenden Unterkapitel im Detail vorgestellt.

### 3.3.1. Kontrast von Graphen auf GaAs

Zwecks einer möglichen Steigerung in der Mobilität der Ladungsträger wurde ein für Graphen eher untypisches Substrat gewählt, nämlich GaAs [30, 79]. Der Kontrast von Graphen auf GaAs ist aber sehr gering, so dass analog zu Si mit SiO<sub>2</sub> eine zusätzliche Dünnschicht benötigt wird [80]. Aluminiumarsenid (AlAs) ist hierbei ein oft zusammen mit GaAs verwendetes Material in der Molekularstrahlepitaxie. Der Grund hierfür liegt in den nahezu identischen Gitterkonstanten. Dies ermöglicht somit ein Kristallwachstum sehr hoher Güte. Doch der geringe Unterschied in den Brechungsindizes zwischen GaAs (3.5) und AlAs (3.0) in Relation zu Si (4.0) und SiO<sub>2</sub> (1.5) führt dazu, dass ein Multischichtsystem eingesetzt werden muss, um einen ähnlich hohen Kontrast wie bei der Kombination Si/SiO<sub>2</sub> zu erhalten. Die Abfolge von sehr dünnen AlAs- und GaAs-Schichten dient dabei einerseits als Dielektrikum zum Backgate und andererseits zur Kontraststeigerung, indem das an den einzelnen Schichten reflektierte Licht abhängig von den Schichtdicken in einem schmalbandigen Wellenlängenbereich destruktiv interferiert. Diese Heterostruktur wird allgemein auch als Bragg-Spiegel bezeichnet. Die zu betrachtende Schichtreihenfolge ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Auf dem Wafer wird zunächst ein Buffer-



**Abbildung 3.3.:** Schematische Darstellung des Schichtaufbaus, welcher für die kontrastoptimierte Berechnung der Einzeldicken  $d_{\text{DBR}}$  der AlAs- und GaAs-Schichten verwendet wurde. Der oberste GaAs-Layer fungiert aus Stabilitätsgründen typischerweise als Schutzschicht vor einer Oxidation der darunterliegenden AlAs-Schicht.

Layer benötigt, um eine verbesserte Morphologie für das folgende Wachstum zu schaffen. Dies wird ermöglicht, indem noch vorhandene Verunreinigungen auf der Waferoberfläche überwachsen und Gitterfehler im Substrat herausgewachsen werden. Anschließend folgt eine Spacer-Schicht von 20 nm, um eine räumliche Distanz zu schaffen und die Si-Dotieratome des Buffers daran zu hindern in den eigentlichen DBR zu diffundieren. Darauf wird dann die alternierende Abfolge von AlAs- und GaAs-Schichten gewachsen. Zur Reduzierung des Parameterraums für die anstehenden Berechnungen wird jeder dieser Schichten die Dicke  $d_{\text{DBR}}$  zugeteilt. Um die Potentialdifferenz der beiden Graphenlagen und damit die Offset-Energie-Differenz möglichst maximal zu erhalten, sollte der Abstand der Top- und Back-Elektrode und damit die Gesamtdicke des DBR so gering wie möglich sein. Die Einzelschichtdicke wird demnach im Folgenden nur bis  $d_{\text{DBR}} \leq 60 \text{ nm}$  betrachtet.

Da die Graphenflocken nicht den gesamten Wafer bedecken, sind die Bereiche zu unterscheiden, in denen das Licht direkt auf den Wafer trifft, und solche, in denen das Graphen als zusätzliche optische Schicht agiert. In jedem Fall tritt ein Gangunterschied der reflektierten Lichtstrahlen auf, welcher abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Schichtaufbau des DBR zur Interferenz führt. Der DBR ist insofern einzustellen, dass eine minimale Reflektivität beobachtet werden kann, es also zur destruktiven Interferenz kommt. Der optimale Kontrast ergibt sich dann aus der

Differenz der Reflektivitäten des DBR mit und ohne Graphen:

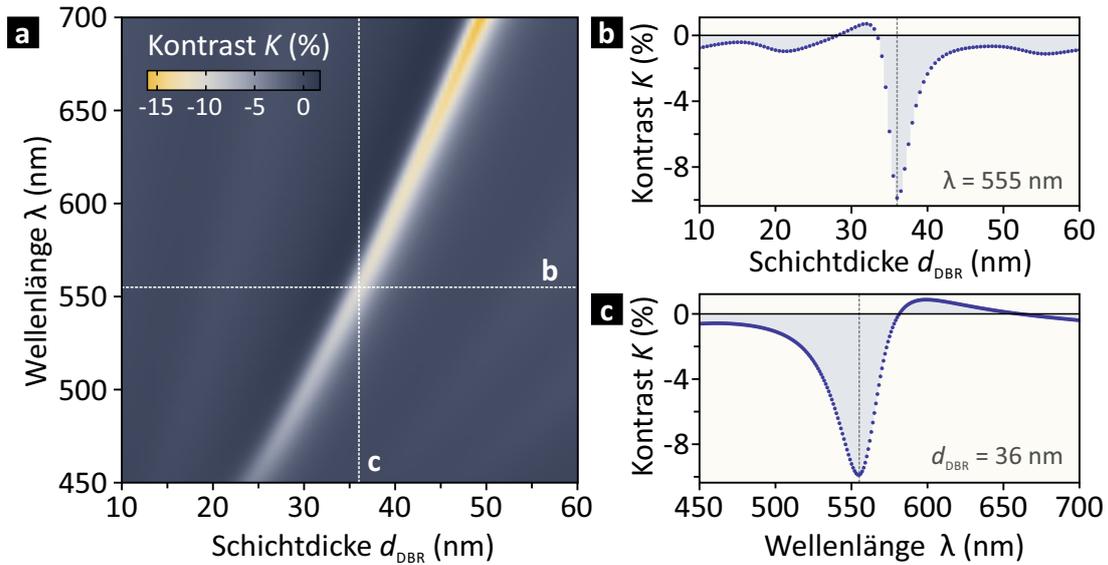
$$K = \frac{R_{\text{ohne Graphen}} - R_{\text{mit Graphen}}}{R_{\text{ohne Graphen}}} = 1 - \frac{R_{\text{mit Graphen}}}{R_{\text{ohne Graphen}}}. \quad (3.1)$$

Für die Berechnung der Intensitäten mittels der Transfer-Matrix-Methode (TMM) [81] müssen zunächst die Brechungsindizes der beteiligten Materialien bekannt sein:

$$\begin{aligned} \textbf{Luft:} \quad n_{\text{Luft}} &= 1, \\ \textbf{Graphene:} \quad n_{\text{Graphen}} &= n_{\text{Graphen}} - i k_{\text{Graphen}} = 2.6 - 1.3i, \quad \text{Ref. [80]} \\ \textbf{GaAs:} \quad n_{\text{GaAs}}(\lambda) &= n_{\text{GaAs}}(\lambda) - i k_{\text{GaAs}}(\lambda), \quad \text{Ref. [82]} \\ \textbf{AlAs:} \quad n_{\text{AlAs}}(\lambda) &= n_{\text{AlAs}}(\lambda) - i k_{\text{AlAs}}(\lambda). \quad \text{Ref. [82]} \end{aligned}$$

Es ist zu beachten, dass die  $k$ -Werte von Graphen, GaAs und AlAs im sichtbaren Spektralbereich verschieden von Null sind und deren Brechungsindizes somit einen imaginären Term besitzen. Dieser wird auch Extinktionskoeffizient genannt und ist ein Maß für die Schwächung elektromagnetischer Wellen im betrachteten Medium, bedingt durch Absorption oder Streuung. Zu beachten ist zudem die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex für GaAs und AlAs (siehe Anhang A.3). Zur weiteren Berechnung der Reflexion wird der in Abbildung 3.3 gezeigte Schichtaufbau betrachtet. Hierbei wird angenommen, dass die Graphen- und die DBR-Struktur von zwei unendlich ausgedehnten Schichten (oben Luft und unten GaAs) umschlossen sind. Im Falle, dass das Licht nicht das Graphen durchläuft, wird die Graphenschicht im Modell einfach durch eine weitere Luft-Schicht ersetzt. Mit Hilfe der Fresnelschen Formeln lässt sich nun die Intensität des reflektierten Lichts und somit die benötigten Reflektivitäten berechnen.

Der sich daraus ergebende Kontrast ist in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Einzelschichtdicke  $d_{\text{DBR}}$  in Abbildung 3.4 (a) dargestellt. Negative Kontrastwerte bedeuten hierbei, dass unter dem Mikroskop das reflektierte Licht vom Substrat gegenüber dem des Graphens eine niedrigere Intensität aufweist. Das Graphen erscheint also heller und folglich noch heller, je mehr Lagen es aufweist. Im Folgenden soll der Kontrast als Absolutwert verstanden werden. Der Kontrastverlauf zeigt für alle betrachteten Schichtdicken und Wellenlängen genau ein Maximum mit besonders hohem Kontrast. Somit sollte entweder eine Schichtdicke gewählt



**Abbildung 3.4.:** (a) Kontrast von Graphen auf GaAs-Substrat mit epitaktisch aufgewachsenem Bragg-Spiegel, dessen Aufbau im Haupttext genauer beschrieben ist. (b) Für die Bestimmung der optimalen Schichtdicke der einzelnen Bragg-Spiegel-Schichten ist hier ein Querschnitt von (a) bei Wellenlänge  $\lambda = 555$  nm gezeigt. Das Maximum findet sich bei  $d_{\text{DBR}} = 36$  nm. (c) zeigt den Kontrast in Abhängigkeit der Wellenlänge bei der in (b) bestimmten Bragg-Spiegel-Schichtdicke.

und die Wellenlänge im sich ergebenden Maximum bestimmt werden oder umgekehrt. Da die Wahl der für die Analyse interessantesten Flocken zunächst mit dem menschlichen Auge durchgeführt wird, ist es sinnvoll dessen wellenlängenabhängige Empfindlichkeit zu berücksichtigen. Die photopisch maximale Empfindlichkeit liegt entsprechend der CIE 1978  $V(\lambda)$ -Funktion der Internationalen Beleuchtungskommission bei 555 nm [83]. Betrachtet man also den Kontrast für diese Wellenlänge, wie in Abbildung 3.4 (b) gezeigt, so erhält man den höchsten Kontrastwert von  $|K| = 9.8\%$  bei  $d_{\text{DBR}} = 36$  nm.

Eine Probe wurde daraufhin mit den so bestimmten Parametern gewachsen und an dieser die berechneten Reflektivitäten mittels reflektometrischer Interferenzspektroskopie überprüft. Dabei zeigte sich jedoch eine Diskrepanz in der wellenlängenabhängigen Position der Reflexionsminima. Bringt man diese im Nachhinein mit der TMM in Einklang, so ergibt sich eine Differenz in  $d_{\text{DBR}}$  von 4 nm. Um somit bei einer Wellenlänge von 555 nm einen optimierten Kontrast zu erhalten, wurde ein zweiter Wafer mit  $d_{\text{DBR}} = 40$  nm gewachsen. Die anschließende Reflektometrie zeigt

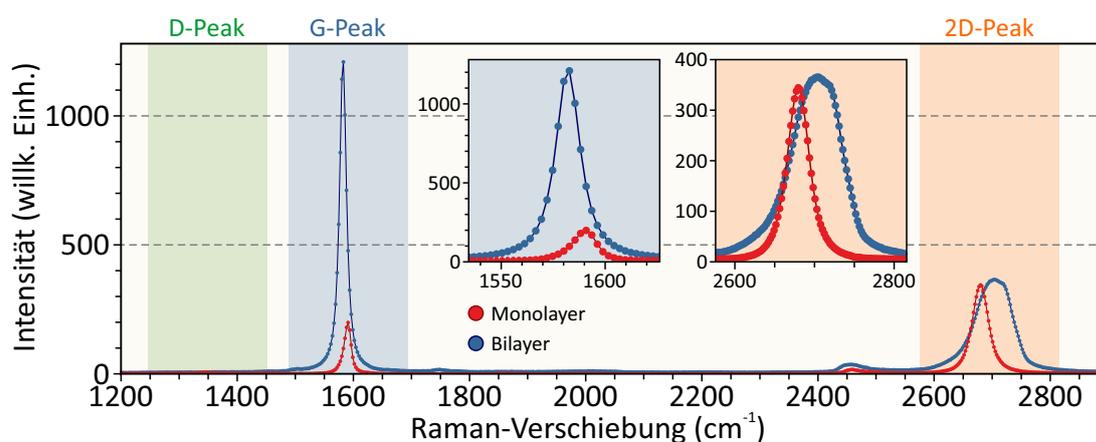
te nun eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationen für  $d_{\text{DBR}} = 36 \text{ nm}$ . Somit scheint man in diesem Fall mit der TMM an ihre Grenze zu stoßen, weil hier mit einer Graphendicke von  $0.335 \text{ nm}$  sehr dünne Schichten betrachtet werden. Um nun auch unter dem optischen Mikroskop einen hohen Kontrast zu erhalten, ist ein schmalbandiger Filter nötig (siehe Abbildung 3.4 (c)). Der diesbezüglich eingesetzte Filter besitzt eine zentrale Wellenlänge von  $555 \text{ nm}$  und eine Bandbreite von  $18 \text{ nm}$ . Der erhaltene Kontrast für Monolagen liegt im Bereich von 6 bis 9%. Bedenkt man, dass die Berechnung des Kontrasts innerhalb der Reflektivitätsminima mit einem größeren Fehler behaftet ist, so ist der erhaltene Kontrast in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Damit nun bei den Proben eine optische Kontrastanalyse durchgeführt werden kann, bedarf es einer Referenzmessung zur Identifizierung von Mono- und Bilagen. Diese wird mit der Ramanspektroskopie zur Verfügung gestellt.

#### 3.3.2. Ramanspektroskopie

Die Ramanspektroskopie hat sich zu einer bewährten Methode etabliert, um die strukturelle Qualität von Graphen, aber auch die Anzahl an Graphenlagen zu bestimmen [84–86]. Besonders Monolagen können im Ramanspektrum sehr gut von Bilagen unterschieden werden, da die charakteristischen Merkmale, wie Peakform und Peakposition, sehr von der Anzahl der Graphenlagen abhängen. Abbildung 3.5 zeigt gemessene Ramanspektren von Monolagen- und Bilagen-Graphen, welche mit einer Laserwellenlänge von  $532 \text{ nm}$  aufgenommen wurden. Eines der wesentlichen Merkmale ist der G-Peak um etwa  $1580 \text{ cm}^{-1}$ . Er wird auch als  $E_{2g}$ -Mode bezeichnet und resultiert aus einer doppelt entarteten Streckschwingung von  $\text{sp}^2$ -hybridisierten Kohlenstoffatomen durch Phononenstreuung am  $\Gamma$ -Punkt der Brillouinzone [87]. Aufgrund einer fehlenden Dispersionsrelation ist der G-Peak in Graphen und Graphit unabhängig von der Anregungswellenlänge sichtbar, nicht jedoch in amorphem Kohlenstoff [88]. Darüber hinaus reagiert er sensitiv auf das vorhandene Dopinglevel, auf Zug- und Druckkräfte im Graphen und auf Änderungen in der Lagenanzahl [84, 87, 89].

Ein weiteres wichtiges Merkmal ist der D-Peak, auch als  $A_{1g}$ -Mode bezeichnet. Er



**Abbildung 3.5.:** Gezeigt sind Ramanspektren von Monolagen- und Bilagen-Graphen für Raman-Verschiebungen zwischen 1200 und 2900  $\text{cm}^{-1}$ . Der D-Peak bei etwa  $1350 \text{ cm}^{-1}$  ist in beiden Fällen sehr schwach bis gar nicht ausgeprägt. Dies bescheinigt die hohe Qualität des Graphens. Der G-Peak bei Verschiebungen um  $1580 \text{ cm}^{-1}$  zeigt einen deutlichen Intensitätsunterschied. Er liegt darin begründet, dass in Bilagen entsprechend mehr  $\text{sp}^2$ -hybridisierte Kohlenstoffatome vorhanden sind. Bei Verschiebungen um  $2700 \text{ cm}^{-1}$  ist der 2D-Peak zu finden, anhand dessen Form und Halbwertsbreite eine sehr genaue Aussage über die Anzahl der Lagen getroffen werden kann. Die G- und 2D-Peaks sind in den Insets näher betrachtet.

liefert zwar keine Hinweise bezüglich der Lagenanzahl, ist jedoch zur Beurteilung der Graphen-Qualität von höchster Bedeutung. Seine Position im Ramanspektrum liegt ungefähr bei  $1350 \text{ cm}^{-1}$ . Er resultiert aus einer Ringschwingung (engl.: *Ring Breathing*) eines Kohlenstoff-Hexagons durch Phononenstreuung um den K-Punkt in der Brillouinzone [90]. Gegenüber dem G-Peak zeigt dieser jedoch eine starke Abhängigkeit der Dispersion von der Anregungswellenlänge. In defektfreiem Graphen ist der D-Peak aus Symmetriegründen verboten. In Anwesenheit von Gitterfehlern, Änderungen in den Korngrößen an sich berührenden Kristalldomänen oder auch am Rand von Graphenlagen wird die Symmetrie aufgehoben und der D-Peak aktiviert [86, 91]. Die Quantität dieser Defekte steht somit in direktem Verhältnis mit der Intensität des D-Peaks [92] und ist ein Maß für die Kristallinität von Graphen.

Ein letztes wesentliches Merkmal ist der 2D-Peak bei etwa  $2700 \text{ cm}^{-1}$ . Er folgt aus einer Ramanstreuung zweiter Ordnung des D-Peaks und seine Dispersion ist ebenso abhängig von der Anregungswellenlänge. Die Peakform und dessen Position gibt letztlich die Informationen über die Anzahl an Graphenlagen [93]. Hier-

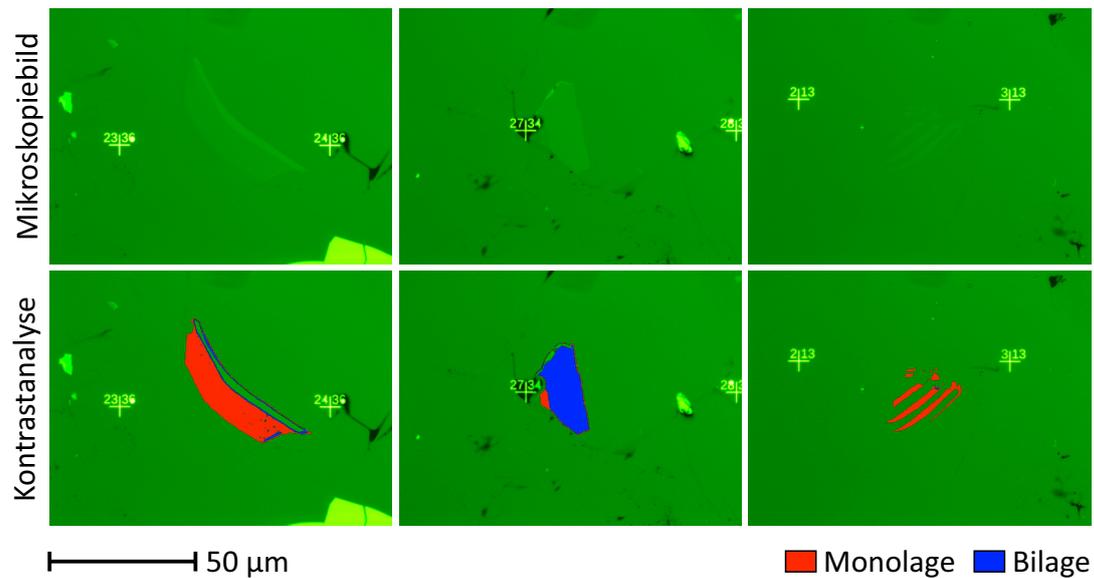
für wird der 2D-Peak mit einer Lorentz-Funktion gefittet. Dessen Halbwertsbreite (engl.: *Full Width at Height Maximum*, FWHM) ist aufgrund von Wechselwirkungen zwischen dem Graphen und dem Substrat von diesem abhängig [94]. Für den Fit des 2D-Peaks bei Bilagen werden hingegen vier Lorentz-Funktionen benötigt. Die FWHM des 2D-Peaks ist dann etwa doppelt so groß im Vergleich zu Monolagen-Graphen. Bei einer noch höheren Lagenanzahl reduziert sich die Anzahl an benötigter Lorentz-Funktionen auf zwei [94]. Oftmals wird für die Bestimmung der Lagenanzahl das Verhältnis der Intensitäten des 2D- und des G-Peaks verwendet. Allerdings ist diese Methode fehlerbehaftet, da sich eine Dotierung des Graphens auf die Intensitäten auswirkt [89].

Hat man mittels Ramanspektroskopie eine Mono- und eine Bilage identifiziert, so kann der Kontrast der betrachteten Flocken unter dem Mikroskop und damit weitere Graphenflocken gleicher Lagenanzahl auf demselben Wafer mittels schneller Kontrastanalyse bestimmt werden.

#### 3.3.3. Computergestützte Kontrastanalyse

Nachdem nun das Graphen nach dem Exfolieren auf dem Wafer sichtbar ist und per Ramanspektroskopie Referenzwerte für den Kontrast von Mono- und Bilagen bestimmt werden konnten, wird nun der Wafer mittels zunächst vereinfachter Kontrastanalyse nach potentiellen Flocken abgesucht. Hierbei kommt ein selbst geschriebenes Programm zum Einsatz, welches mit dem Livebild der Mikroskopkamera arbeitet. Dabei werden die Pixel-Intensitäten in einem gewählten Umfeld von einstellbarer Größe im Bereich des Substrats und zentral in gefundenen Graphenflocken jeweils arithmetisch gemittelt und der Kontrast über  $K = 1 - I_{\text{Graphen}}/I_{\text{Substrat}}$  berechnet und angezeigt.

Mit wachsender Erfahrung gelingt es aufgrund des DBR-optimierten Kontrasts jedoch schnell die Anzahl der Lagen mit dem bloßen Auge abzuschätzen. Handelt es sich bei einer gefundenen Flocke um eine ausreichend große Bilage und ist sie für alle benötigten Metallisierungen ohne Ätzen zugänglich, so erfolgt die weitere Bearbeitung. Dafür wird über die am Mikroskop angeschlossene Kamera ein Screenshot genommen und abgespeichert. Ein zweites Programm, welches



**Abbildung 3.6.:** Gezeigt sind drei Beispiele aufgenommener Mikroskopiebilder, bei welchen mittels des verwendeten Kontrastanalyse-Programms der Hintergrund subtrahiert und die Mono- und Bilage entsprechend ihrer Kontraste eingefärbt wurden.

in Mathematica<sup>®</sup> [95] geschrieben wurde, ermöglicht es nun die aufgenommenen Mikroskopiebilder einzulesen, den Hintergrund des Substrats über ein Referenzbild herauszurechnen und die Flocken entsprechend ihrer Lagenanzahl einzufärben. Beispiele zu dieser computergestützten Kontrastanalyse finden sich in Abbildung 3.6.

### 3.4. Layouting

Im Anschluss werden die Designs unter Verwendung entsprechender Layouting-Software gezeichnet. Dabei müssen die aufgenommenen Mikroskopiebilder in einem vektorisierten Markerfeld anhand der auf den Bildern zu sehenden Marker und Koordinaten eingebunden, skaliert, rotationskorrigiert und platziert werden. Danach können die Device-typischen Bestandteile, wie Source- und Drain-Kontakte, Steuerelektroden, sowie deren Zuleitungen, Isolatorflächen, Beschriftungen und die zur Kontaktierung notwendigen Bondpads eingezeichnet werden. Dabei werden die jeweiligen Elemente entsprechend der lithographischen Belichtungsschritte in unterschiedliche Layer aufgeteilt. Für das Zeichnen der Zuleitungen und Bondpads wird die Probe zudem unter dem Mikroskop mit grober Auflösung abgerastert und deren

Aufnahmen im Layout ausgerichtet, um den Verlauf der Zuleitungen an dickeren Graphen- und Graphitflocken vorbeizuführen und die Bondpads möglichst nicht auf solchen zu platzieren. Andernfalls kann es zu unterbrochenen Kontaktierungen und auch zu Problemen mit der Haftung kommen, welche beim Bonden die Gefahr einer abreißen Metallisierung erhöhen. Die fertigen Designs werden dann für die anstehenden Lithographieschritte aufbereitet und für den Elektronenstrahlschreiber konvertiert.

## 3.5. Lithographie

Eine Probe wird nun mit den gezeichneten Layern prozessiert. Entsprechend der bereits in Abbildung 3.1 (A-E) aufgeführten lithographischen Schritte werden ausschließlich Abscheideprozesse durchgeführt. Neben dem Sputtern von  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , welches in einem nachfolgenden Unterkapitel betrachtet wird, betrifft dies auch die Metallisierungen von Markern, Kontakten und Topgates. Für all diese Prozesse ist ein geeignetes Lacksystem nötig, da es sonst beim sich anschließenden nasschemischen Lösen des Lacks in Aceton, dem sogenannten Liftoff, Probleme geben kann. Der Grund hierfür liegt in der nicht perfekt senkrecht zur Materialquelle ausgerichteten Probe. Zumal diese eine verhältnismäßig große Ausdehnung gegenüber der Quelle besitzt und wegen der eher klein dimensionierten Vakuumkammern meist in einem Abstand von nicht mehr als 30 cm positioniert wird. In diesem Fall werden bei der Verwendung von nur einer Lackschicht zum Teil auch die Seitenwände der entwickelten Lackstruktur mit bedampft, was den Liftoff erschwert und gelegentlich sogar zum Abreißen von Metallisierungen führt. Eine Lösung liegt in der Verwendung von Lacksystemen bestehend aus zwei Resists (siehe Abbildung 3.1). Diese unterscheiden sich in ihrer Belichtungssensitivität und benötigen unterschiedlich hohe Dosen, um vollständig belichtet zu werden. Verwendet man den sensitiveren Lack als ersten Resist, so wird ein Unterschnitt erzeugt und eine Verbindung zwischen der auf dem Wafer metallisierter Struktur und dem auf dem Lacksystem abgeschiedenen Material verhindert. Somit sollte auch die Schichtdicke des ersten Resists einige 10 nm über der abzuschneidenden Materialschichtdicke liegen.

Für die Belichtungen wird der Elektronenstrahlschreiber EBPG 5000+ der Firma

Visteq<sup>®</sup> verwendet. Zur Verfügung standen diverse Resists der Firma Allresist<sup>®</sup>. Hierbei handelt es sich um Polymethylmethacrylate (PMMA) verschiedener Molgewichte (z.B. 200K oder 950K), welche sich in einer Chlorbenzen-Lösung befinden. Durch Aufschleudern auf dem Wafer und anschließendem Ausbacken des Lacks verflüchtigt sich das enthaltene Lösungsmittel und der PMMA vernetzt sich. Durch seine Elektronenempfindlichkeit brechen chemische Bindungen durch einen genügend energiereichen Elektronenbeschuss auf. Im darauf folgenden Entwicklungsschritt, wird die Probe in eine Entwicklerlösung getaucht, wodurch die mit Elektronen belichteten Bereiche aufgrund ihrer chemischen Modifikation gelöst werden können. Für verschiedenste Anwendungsmöglichkeiten können je nach Molgewicht, Feststoffgehalt und Rotationsgeschwindigkeit des Wafers unterschiedliche Lackdicken erzeugt werden. Die Prozessparameter der einzelnen Metallisierungen finden sich im Anhang A.4.

#### 3.5.1. Kontaktieren des Graphens

Die Kontaktierung des Graphens (siehe Abbildung 3.1 (C)) benötigt eine sehr reine Metallisierung. Sie wird deshalb direkt nach der Exfoliation durchgeführt. Aufgrund der nicht erforderlichen Strukturierung des Graphens, ist dieses bei der Kontaktierung frei von Lackrückständen. Die Kontakte bestehen dabei aus einer 10 nm dünnen Titanschicht, welche als Haftschiicht dient. Es folgt eine zweite 50 nm dünne Goldschicht, um einer Oxidation des Materials im Kontaktbereich vorzubeugen. Die Kontaktwiderstände an Source und Drain können dabei über die Geometrie der Kontakte optimiert werden. Die einfachste Möglichkeit bietet hierbei eine durch Mäandern signifikant verlängerte Metallkontaktkante. Dies liegt darin begründet, dass der Strom genau dort zum Graphen übertritt und somit nicht von der Kontaktfläche abhängt [96,97]. Diese Methode wird auch zur Kontaktierung von zweidimensionalen Elektronengasen in AlGaAs erfolgreich verwendet [98,99].

#### 3.5.2. Aufbringen der Isolatorschicht

Nach der Kontaktierung des Graphens und noch vor der Metallisierung der Topgates wird nach Abbildung 3.1 (D) zunächst ein Dielektrikum benötigt, um diese elektrisch vom Graphen zu trennen. Dabei erzeugt man einen Kondensator für des-

sen Kapazität  $C$  allgemein gilt:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{d_D}, \quad (3.2)$$

$\epsilon_0$  Permittivität des Vakuums,

$\epsilon_r$  relative Permittivität,

$A$  Fläche,

$d_D$  Schichtdicke des Dielektrikums zwischen den beiden Elektroden.

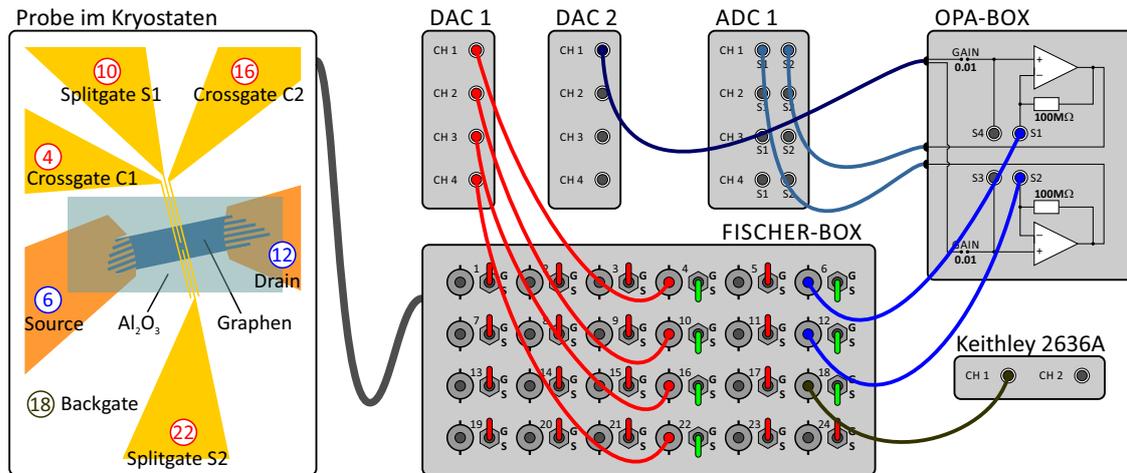
Je größer folglich die Isolatorschichtdicke ist, desto geringer wird auch der kapazitive Einfluss der Topgates. Jedoch darf die Schichtdicke  $d_D$  nicht zu dünn sein, da sonst der Gatespannungsbereich aufgrund von eher einsetzenden Leckströmen eingeschränkt wird. Weiterhin zeigt sich eine direkte Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_r$  des verwendeten Isolatormaterials. Entsprechend der vorhandenen Möglichkeit wurde  $\text{Al}_2\text{O}_3$  verwendet. Für dieses Material stand eine Sputteranlage der Firma Oerlikon Leybold Vacuum<sup>®</sup> zur Verfügung. Allerdings wird beim Sputtern das Graphen beschädigt, wodurch eine erhöhte Streuung und damit einhergehend eine verminderte Ladungsträgermobilität resultiert [100–102]. Deshalb wurde zunächst eine 2 nm dünne Aluminiumschicht mit der für Metallisierungen verwendeten Anlage der Firma Oerlikon Leybold Vacuum<sup>®</sup> aufgedampft [103]. Aufgrund ihrer sehr geringen Dicke oxidiert diese jedoch sofort an Luft und bildet somit keinen zusätzlich leitenden Kanal. Das oxidierte Al bietet dem Graphen nun einen Schutz für den nachfolgenden Sputterprozess, bei dem weitere 15 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$  hinzugefügt wurden. Somit ergibt sich eine Gesamtschichtdicke von 17 nm.

Nach der Metallisierung der Topgates wird die Probe auf einem TO8-Sockel mit einem für Tieftemperatur geeigneten Kleber befestigt und dessen Kontakte mit den Bondpads auf der Probe verbunden.

## 4. Experimentelle Ergebnisse

Die Strukturierung von *Nanoribbons* stellt sehr hohe lithographische Anforderungen [17–19] und kann zudem eine Reduzierung der Ladungsträgermobilität verursachen. Deshalb soll der Feldeffekt in Bilagen-Graphen genutzt werden, um eine Bandlücke zur Realisierung eines Quantenpunktes in exfoliiertem Bilagen-Graphen zu öffnen [5, 6, 21, 62, 78, 104]. Ein Ätzen der Graphenflocken ist somit unnötig und ermöglicht die Einsparung eines weiteren Prozessschrittes, welcher eine zusätzliche Verunreinigung des Graphens aufgrund von Lackrückständen mit sich bringen würde. Die für einen Quantenpunkt benötigte Beschränkung des Elektronengases in den zwei Raumrichtungen des Graphens soll durch ein geeignetes Topgatedesign erreicht werden. Dabei verlaufen zwei 100 nm schmale Topgates im Abstand von 430 nm parallel über die Graphenflocke (im Folgenden als „Crossgates“ bezeichnet) und schließen zwei ebenfalls dazu parallel orientierte und 100 nm schmale Splitgates ein. Die Lücke zwischen den beiden Splitgates von 465 nm ist dabei ähnlich dem Abstand zwischen den beiden Crossgates gewählt. Durch das Anlegen genügend hoher Spannungen an diese Gates soll somit die Ladungsträgerdichte beeinflusst und die für einen Quantenpunkt nötige Potentiallandschaft erzeugt werden [23, 24, 105]. Im Folgenden werden die Messergebnisse des Device D6 des Waferstücks P944-X2Y0 vorgestellt. Sie zeigen die Realisierung eines dominierenden Quantenpunktes, welcher sich im Zentrum des Topgatedesigns ausgebildete. Seine Position konnte somit beeinflussbar durch die Lage der Topgates definiert werden.

Zudem wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei weitere Devices mit den internen Bezeichnungen P944-X2Y2-D3 und P944-X2Y0-D1 detailliert untersucht. Aufgrund deren höherer Komplexität (Verknüpfung von Mono- und Bilagen-Graphen respektive parallel kontaktierte Bilagen) ist eine abschließende Interpretation der Ergebnisse im Rahmen des Einzelelektronentransports jedoch nicht möglich. Die Messdaten der Proben und deren Deutungen sind in Anhang A.1 und A.2 zu finden.



**Abbildung 4.1.:** Schematischer Messaufbau: Die gebondete Probe befindet sich im Messbetrieb in einem Kryostaten und ist über nach außen geführte Leitungen mit der Messapparatur verbunden. Die genaue Funktionsweise ist im Haupttext beschrieben.

## 4.1. Messaufbau

Der Messaufbau, wie er für die gemessenen Proben eingesetzt wurde, ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Im linken Teil ist vereinfacht der Kryostat mit der darin befindlichen Probe zu finden. Das schematische Design der Probe entspricht hierbei dem bereits vorgestellten Layout. Weiter ist die Probe über nach außen geführte Leitungen mit einer Adapterbox (Fischer-Box) verbunden. Dabei verlaufen die 24 Leitungen des Kryostat-Messkabels zu jeweils einer BNC-Buchse, an welche die benötigten Messgeräte direkt angeschlossen werden können. Eine Besonderheit liegt darin, dass jede BNC-Buchse über einen zusätzlichen Schalter verfügt, der es erlaubt die jeweilige Leitung von der Probe kommend auf ein Massepotential zu legen. In der Abbildung ist dies durch die Symbole „S“ für *Sample* (engl. für Probe) und „G“ für *Ground* (engl. für Massepotential) illustriert. Werden vor allem beim Ein- und Ausbau der Probe alle Leitungen auf Ground gelegt, so können undefinierte Potentiale und somit für die Probe gefährliche elektrostatische Entladungen vermieden werden. Für die Spannungsversorgung des Backgates wird ein Keithley 2636A verwendet, welches es gleichzeitig erlaubt, Leckströme zu messen. Diese würden ein Durchbrennen zum Backgate oder einen Spannungsdurchschlag am Dielektrikum als Ursache nahelegen. Die Spannungsversorgung für Source und Drain und die Messung des Sourcestroms  $I_S$  und des Drainstroms  $I_D$  werden mit

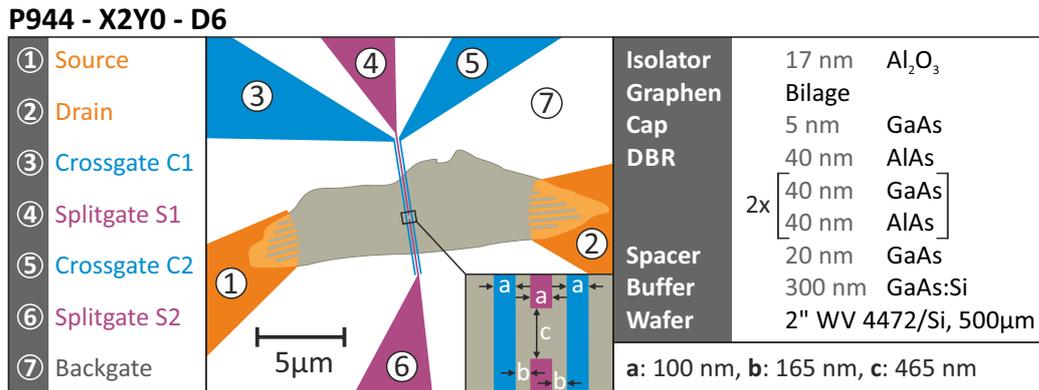


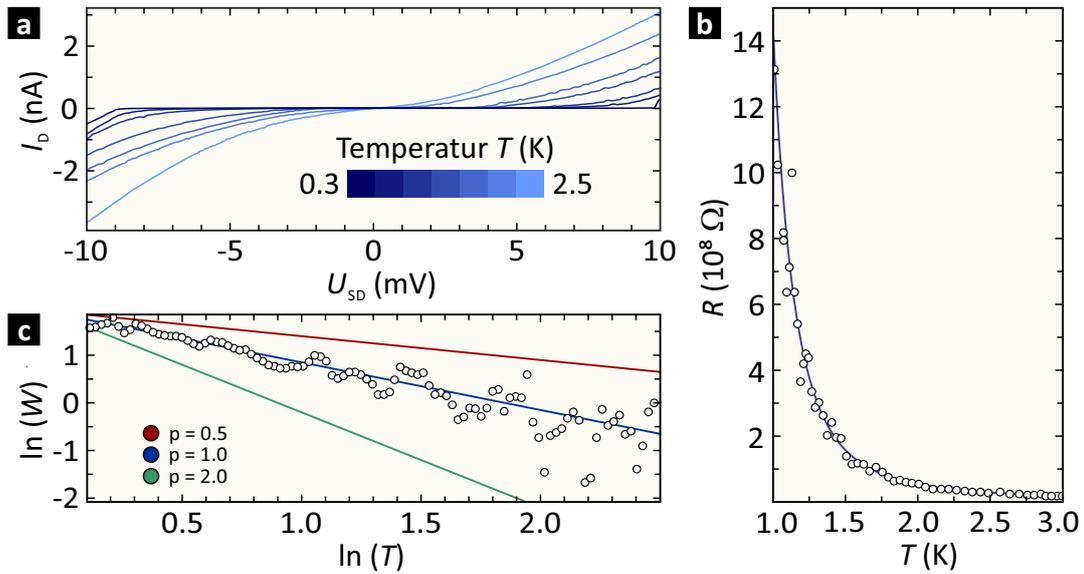
Abbildung 4.2.: Layout und Details zur Probe P944-X2Y0-D6.

einer sogenannten DAD-Box realisiert. Sie besteht aus mehreren Komponenten, welche in der Abbildung mit „DAC1“, „DAC2“ und „ADC1“ bezeichnet sind. Das DAC1 liefert direkt die Spannungen für die Topgates in diesem Beispiel an den Fischer-Kontakten 4, 10, 16 und 22. Die bereits symmetrisch um Null eingestellten Spannungen des DAC2 werden in der gezeigten „OPA-Box“ (Abk. vom engl.: *Operational Amplifier*) über Spannungsteiler mit einem *Gain* (engl. für Verstärkungsfaktor) skaliert und an die zwei Ausgänge „S1“ und „S2“ übergeben. Von dort werden sie an die Fischer-Kontakte für Source (6) und Drain (12) geführt. Somit ergibt sich bei gleichen Spannungsabfällen an den Kontakten von Source und Drain ein virtuelles Nullpotential innerhalb des Graphens. Die Ströme  $I_S$  und  $I_D$  werden durch die Operationsverstärker mit der Transimpedanz von 100 MΩ in eine Spannung gewandelt. Diese kann dann wiederum mit dem ADC1 gemessen werden.

## 4.2. Messergebnisse der Probe P944-X2Y0-D6

### 4.2.1. Temperaturabhängige Messungen

Das Device 6 des Wafers P944 im Feld X2Y0 ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die nanoskalierten Topoelektroden besitzen eine Breite von 100 nm und verlaufen in einem Abstand von 165 nm parallel über die Graphenflocke. Die Lücke zwischen den beiden Splitgates beträgt 465 nm. Die Messungen finden bei diesem Device in zwei Kryostaten statt, wobei die Basistemperatur des einen bei 300 mK und die des anderen bei 75 mK liegt. Erste Messungen bei Raumtemperatur im evakuier-



**Abbildung 4.3.:** (a) Temperaturabhängige Device-Kennlinien mit Drain-Strom  $I_D$  in Abhängigkeit von der angelegten Bias-Spannung  $U_{SD}$ . (b) Device-Widerstand in Abhängigkeit von der Proben­temperatur  $T$ . Die durchgezogene Linie entspricht einem Fit der Form  $R(T) = R_0 \cdot \exp(T_0/T)^p$  mit den im Haupttext näher erklärten Fitparametern  $R_0$ ,  $T_0$  und  $p$ . (c) Logarithmische Auftragung der reduzierten Aktivierungsenergie  $W$  in Abhängigkeit von der Proben­temperatur  $T$ . Die eingezeichneten Linien repräsentieren die der Legende zu entnehmenden Werte für  $p$ .

ten Probenstab des Kryostaten zeigen einen Widerstand von  $333 \text{ k}\Omega$ . Mit sinkender Temperatur setzt ein nichtlineares Verhalten ein. Der Probe kann über einen Thermofühler in direkter Nähe zu jeder Zeit eine Temperatur zugeordnet werden. Daraus geht die in Abbildung 4.3 (a) dargestellte temperaturbedingte Entwicklung der  $U$ - $I$ -Kennlinie hervor. Mit sinkender Temperatur nimmt dabei die Leitfähigkeit ab und unterhalb von etwa  $1 \text{ K}$  ist eine deutliche nicht lineare Kennlinie mit einer Stromunterdrückung um  $U_{SD} = 0 \text{ mV}$  sichtbar. Deren Breite nimmt mit weiter fallender Temperatur deutlich zu. Mit Erreichen der Basistemperatur von  $300 \text{ mK}$  zeigt die  $U$ - $I$ -Kennlinie eine Stromunterdrückung über eine Breite von fast  $20 \text{ mV}$ , in welchem das Device eine vernachlässigbare Leitfähigkeit besitzt. Dies kann durch den Transport über vorhandene Potentialbarrieren erklärt werden. Aufgrund des vollständig unterdrückten Ladungstransports kann die Stromunterdrückung als eine Transportlücke von  $10 \text{ meV}$  verstanden werden, welche den energetischen Abstand zweier zum Transport beitragender Energieniveaus beschreibt. Bei den bisherigen Messungen lagen jedoch weder am Backgate noch an den Topgates externe Span-

nungen an, weshalb diese Transportlücke nicht durch eine mit elektrischen Feldern verursachte Symmetriebrechung erklärt werden kann. Bestimmt man für verschiedene Temperaturen den Widerstand der Probe am Punkt  $U_{SD} = 2 \text{ mV}$ , so erhält man den in Abbildung 4.3 (b) gezeigten Verlauf mit einem exponentiellen Anstieg hin zu tieferen Temperaturen. Der eingezeichnete Fit ist entsprechend Khondaker *et al.* [106] von folgender Form gewählt:

$$R(T) = R_0 \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^p, \quad (4.1)$$

- $R_0$  Vorfaktor,
- $T_0$  charakteristische Temperatur,
- $p$  Exponent abhängig von der Zustandsdichte am Fermi-niveau.

Um nun den Parameter  $p$  zu bestimmen, betrachtet man folgenden Ausdruck:

$$\ln(W) = A_0 - p \cdot \ln(T), \quad (4.2)$$

$$\text{mit } W = -\frac{\partial \ln(R(T))}{\partial \ln(T)} = p \left(\frac{T_0}{T}\right)^p, \quad (4.3)$$

- $W$  reduzierte Aktivierungsenergie,
- $A_0$  Konstante.

Die Lösung des Fits ist in Abbildung 4.3 (c) zu finden. Die Parameter können zu  $R_0 = 2.9 \text{ M}\Omega$ ,  $T_0 = 5.3 \text{ K}$  und  $p = 1.1$  bestimmt werden. Mit  $p \approx 1$  zeigt sich ein thermisch aktivierter Transport [107, 108] mit einer Aktivierungsenergie von:

$$E_a = 2k_B T_0 = 0.9 \text{ meV}, \quad (4.4)$$

- $k_B$  Boltzmann-Konstante.

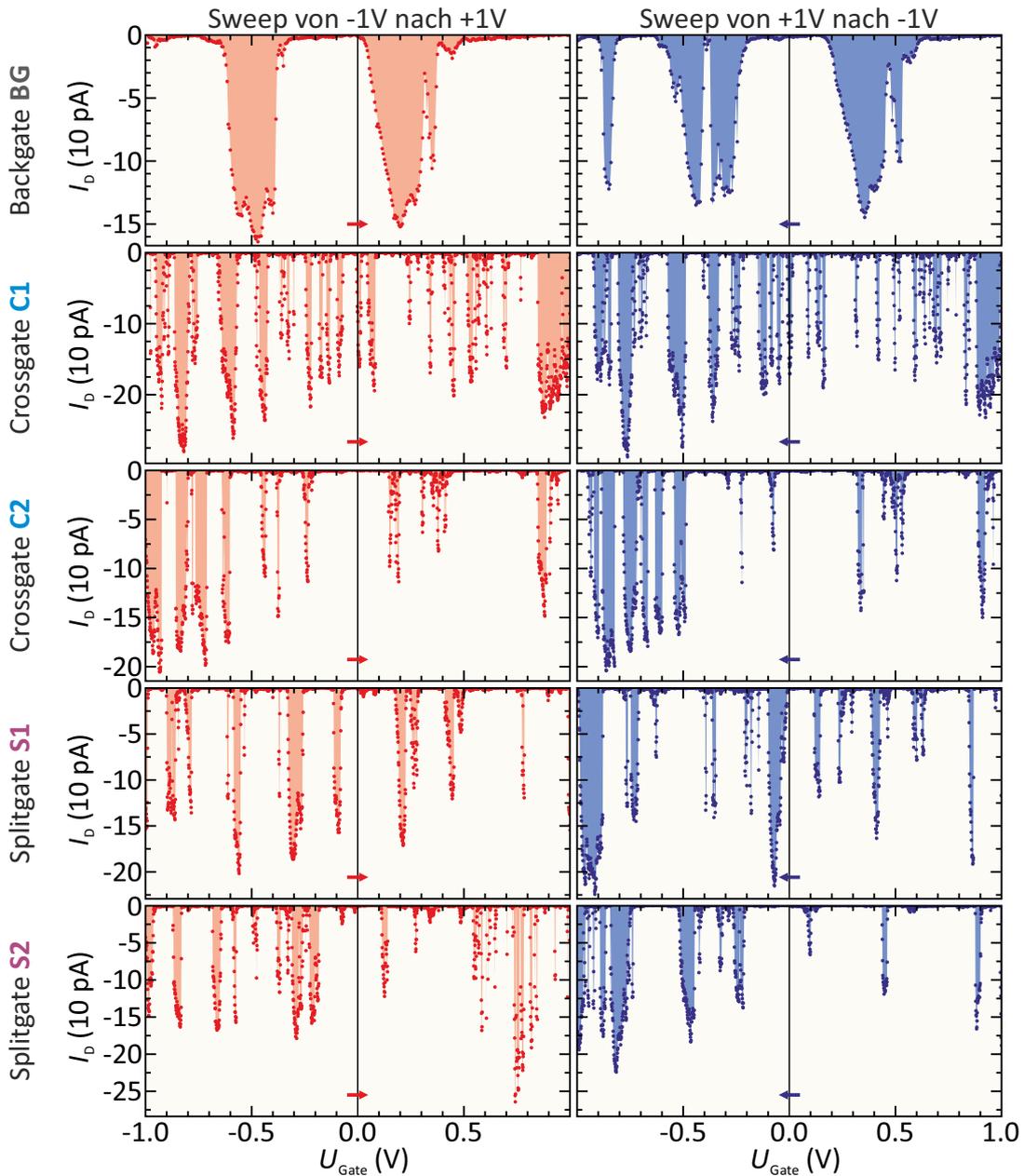
Da die unterdrückte Leitfähigkeit der Probe auch durch das im nächsten Unterkapitel gezeigte Fahren der Gatespannungen zwischen  $-1 \text{ V}$  und  $1 \text{ V}$  nicht aufgehoben werden kann, muss demnach die Transportlücke signifikant größer sein als die Aktivierungsenergie  $E_a$ . Und mit ungefähr  $10 \text{ meV}$  liegt diese in der Tat um eine Größenordnung höher als  $E_a$ . Somit lässt sich das thermisch aktivierte Ver-

halten als *Nearest Neighbour Hopping* (NNH) über lokalisierte Zustände innerhalb der Transportlücke interpretieren [109, 110]. Dies konnte bereits von Taychatanapat und Jarillo-Herrero [111] in Bilagen-Graphen mit geöffneter Bandlücke durch ein senkrecht angelegtes, elektrisches Feld in einem vergleichbaren Temperaturbereich gezeigt werden. Die weiteren experimentellen Betrachtungen und die sich im nächsten Kapitel anschließenden Simulationen werden aufzeigen, dass ein von den Topgates erzeugter Stress im Graphen und dem darunterliegenden Substrat erzeugt wird. In diesem piezoelektrischen Substrat wird somit ein stress-induziertes elektrisches Feld hervorgerufen, welches wiederum lokal zu einer Bandlückenöffnung im Graphen führt. Das Vorhandensein eines thermisch aktivierten Transports ist demnach damit erklärbar, dass sich unterhalb der Gates hochresistive Bereiche mit lokalisierten Zuständen ausbilden.

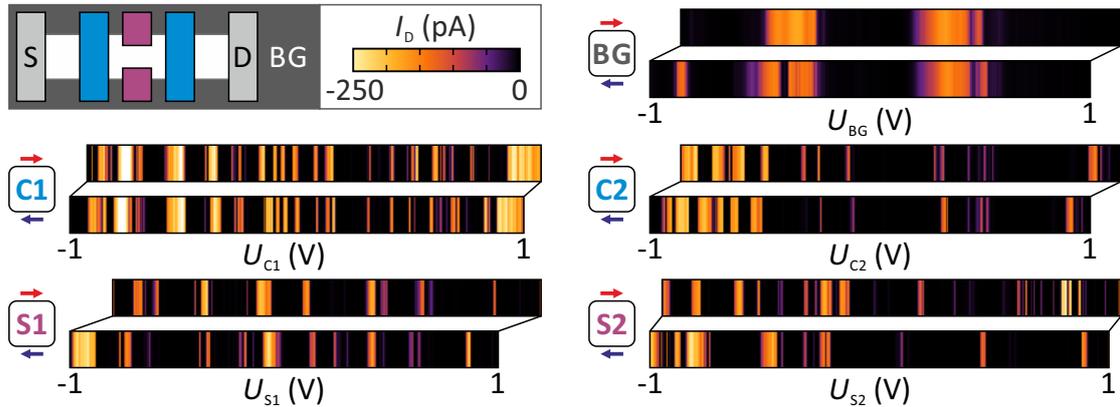
### 4.2.2. Gateeinfluss bei $T = 75$ mK

Zum weiteren Verständnis der beobachteten Transportlücke wird im Kryostaten bei einer Proben temperatur von 75 mK der Einfluss der Steuerelektroden auf den Drainstrom  $I_D$  im Spannungsbereich zwischen  $-1$  V und  $1$  V und bei fester Biasspannung  $U_{SD} = -10$  mV untersucht (Abbildung 4.4). Bei Gatespannungen darüber hinaus setzen bei einigen Topgates bereits Leckströme im zwei- bis dreistelligen pA-Bereich ein. Es zeigt sich, dass die Gates die Leitfähigkeit der Probe beeinflussen und diese bei gesetzter Biasspannung gelegentlich leitfähig wird. Dies ist deutlich an den Peaks in den  $I_D$ - $U_{Gate}$ -Plots zu erkennen. Allerdings zeigt die Betrachtung der dazugehörigen  $U$ - $I$ -Kennlinien, dass die Breite der Stromunterdrückung im untersuchten Gatespannungsbereich nur geringfügig beeinflusst werden kann. Der auffälligste Unterschied in den Gateabhängigkeiten aus Abbildung 4.4 ist dabei der, dass das Backgate eine signifikant geringere Gatewirkung besitzt und es im gleichen Gatespannungsbereich entsprechend weniger Leitfähigkeitsänderungen durchfährt. Vergleicht man einzig die Topgates, so sind in allen Plots Peaks mit hohem On-Off-Ratio zu beobachten, aber auch Unregelmäßigkeiten in deren Breite und Abstand.

Eine Gegenüberstellung der Hin- und Rücksweeps (siehe Abbildung 4.5) zeigt eine größtenteils gute Übereinstimmung, da wiederkehrende Muster gefunden werden können. Als besonders konsistent sind hier die Sweeps des Crossgates C1 zu er-



**Abbildung 4.4.:** Abhängigkeit des Stroms  $I_D$  durch die Probe P944-X2Y0-D6 bei einer Temperatur von 75 mK und einer angelegten Biasspannung von  $-10$  mV. Gefahren wurden alle Gates separat, jeweils von  $-1$  V bis  $1$  V (rote Messkurven) und zurück (blaue Messkurven).

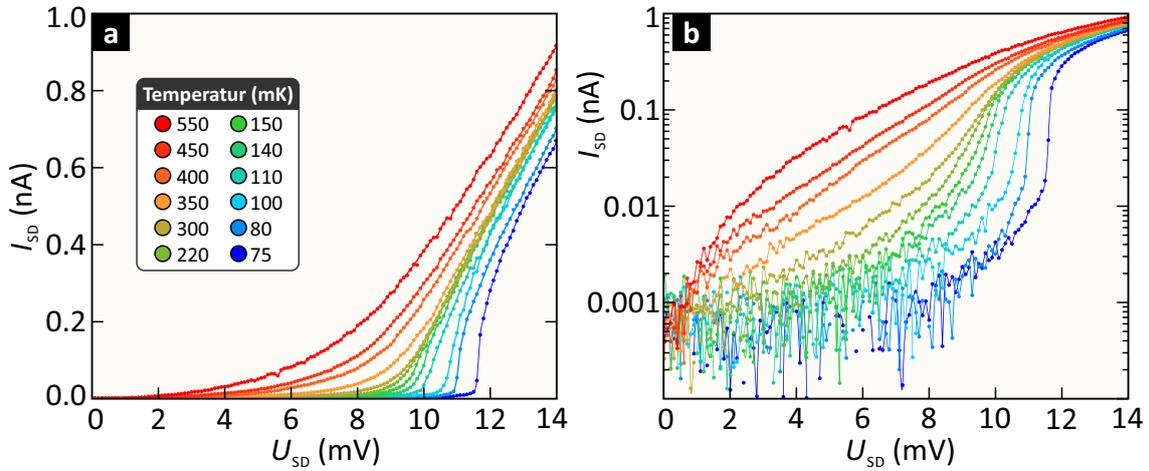


**Abbildung 4.5.:** Direkter Vergleich der Hin- und Rücksweeps aus Abbildung 4.4 zum Auffinden reproduzierbarer Peaks.

wählen. Den Änderungen in der Leitfähigkeit der Probe liegen demnach keine zufälligen Fluktuationen zu Grunde, sondern der tatsächliche Einfluss der Gates auf den Transportkanal. Weiter ist zu beobachten, dass das Peakmuster zwischen Hin- und Rückmessung gedriftet ist. Eine Erklärung findet sich in möglichen Störstellen des angrenzenden Gatedielektrikums, wobei die kapazitive Wirkung der Gates zu einer reversiblen Umverteilung von Ladungen führt. Da die Zeitkonstanten hierfür groß gegenüber der Geschwindigkeit der Gatespannungsänderungen sind, führt dies zum beobachteten Driften. Korrigiert man diese durch Versetzen und bringt somit die Dichteplots relativ zueinander in Einklang, so zeichnet sich eine bei allen Gates gleichgerichtete und annähernd gleichgroße Verschiebung der Peaks zwischen den beiden Sweeps ab. Die Messungen wurden aber dahingehend erschwert, dass sich die Peak-Muster zeitweise grundlegend veränderten (siehe Hin- und Rücksweep von S2 in Abbildung 4.5). Vermutlich kam es dabei zu einer Neuorientierung in den durch Hopping geprägten Transportkanälen unterhalb der Gates. Dies könnte zudem, wenn auch in erheblich kleinerem Ausmaß, die innerhalb der Hin- und Rücksweeps gelegentlich auftretenden Peak-Variationen erklären.

### 4.2.3. Gateeinfluss bis $T = 550$ mK

Die in Abbildung 4.6 (a) gemessene  $U$ - $I$ -Kennlinie bei 75 mK und die dabei beobachtete Kurvenform erinnert an die Sprungkurve in Supraleitern. In der Tat wurde als Haftvermittler für die Goldschicht und somit als direktes Kontaktmaterial zum

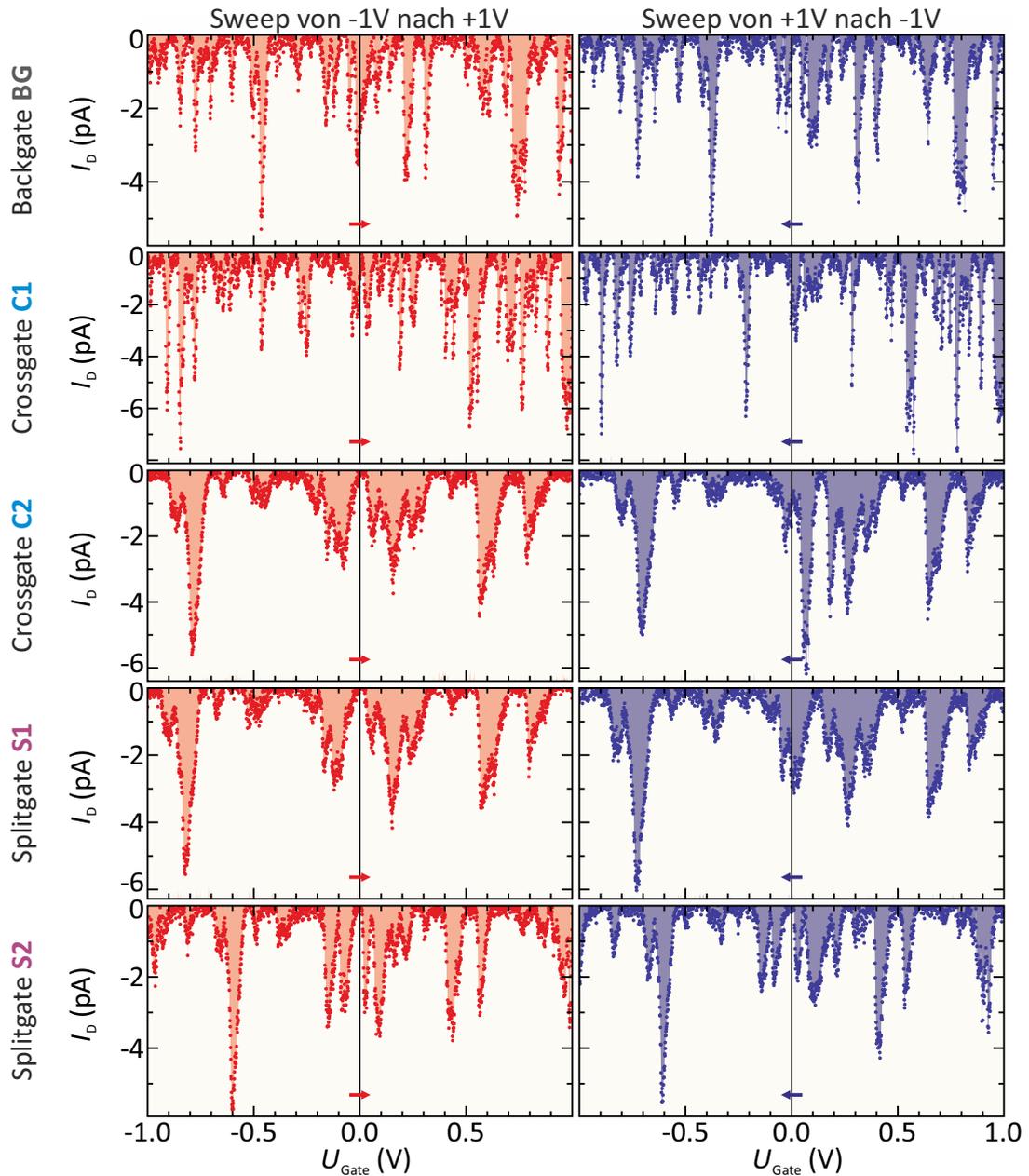


**Abbildung 4.6.:** (a) zeigt die gemessenen  $U$ - $I$ -Kennlinien des Devices beim schrittweisen Aufwärmen der Probe von 75 mK hin zu 550 mK. (b) reflektiert die gewonnenen Messdaten aus (a) in logarithmischer Auftragung.

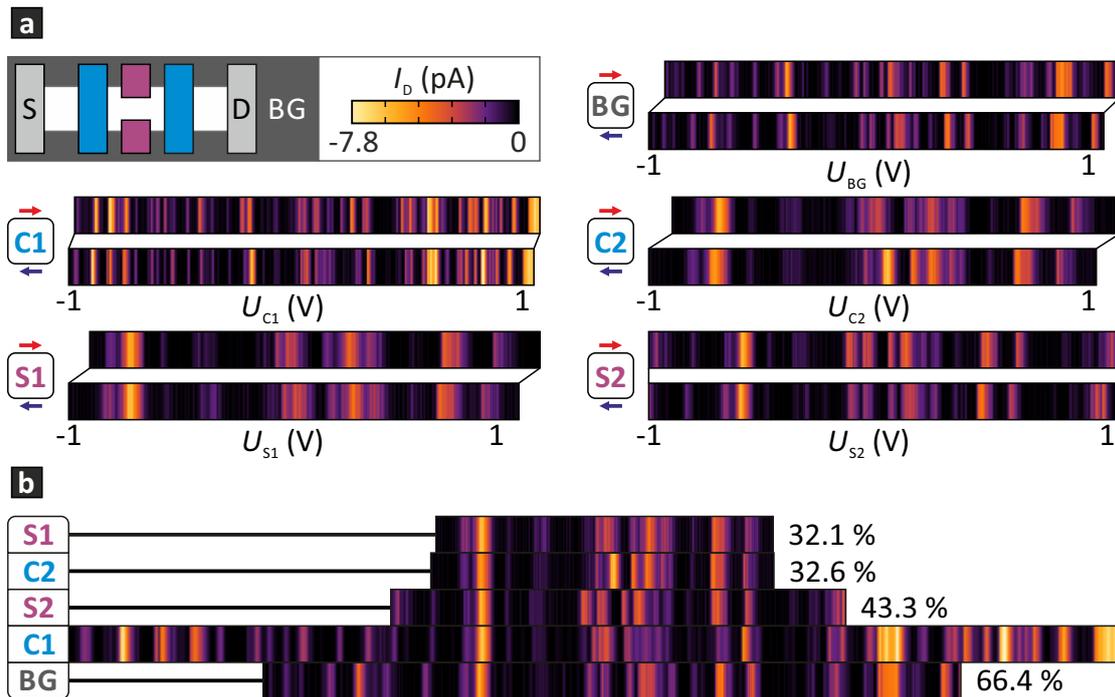
Graphen Titan gewählt. Dieser Supraleiter vom Typ I geht unterhalb von etwa 370 mK (im Bulk) in den supraleitenden Zustand über [112]. Somit ergibt sich möglicherweise eine supraleitende Bandlücke als fungierende Potentialbarriere an den beiden Kontakten zum Graphen. Um dies zu untersuchen, wird die Proben temperatur langsam erhöht und dabei  $U_{SD}$ - $I_D$ -Kennlinien aufgezeichnet. Die gewonnenen Messkurven sind in Abbildung 4.6 (a) gezeigt, wobei diese punktsymmetrisch um den Koordinatenursprung liegen und sich die Abbildung deshalb im Sinne einer klareren Darstellung nur auf den positiven Spannungsbereich beschränkt. Abbildung 4.6 (b) reflektiert die Ergebnisse nochmals in logarithmischer Auftragung des gemessenen Stroms  $I_D$ . Die Sprungkurve bei 75 mK zeigt hierbei einen deutlich konvexen Verlauf. Mit steigender Temperatur geht dieses Verhalten jedoch zurück und findet bei 400 mK einen Übergang zu einem konkaven Verlauf. Bei 550 mK ist dieser nun eindeutig erkennbar. Die Stromunterdrückung um  $U_{SD} = 0$  mV sollte bei dieser Temperatur durch die Gates nun stärker beeinflussbar sein. Darüber hinaus können supraleitende Effekte ausgeschlossen werden.

Alle folgenden Messungen werden folglich bei 550 mK und damit bezüglich der Supraleitung oberhalb der kritischen Temperatur von Titan durchgeführt. Zuerst wird die Abhängigkeit des Stroms durch das Device von den Steuerelektroden untersucht. Die externe Biasspannung  $U_{SD}$  ist aufgrund der nicht mehr vorhandenen

#### 4. Experimentelle Ergebnisse



**Abbildung 4.7.:** Abhängigkeit des Stroms  $I_D$  durch die Probe P944-X2Y0-D6 bei einer Proben­temperatur von 550 mK und einer angelegten externen Bias-Spannung von  $-1$  mV. Gefahren wurden alle Gates separat und jeweils von  $-1$  V bis 1 V (rote Messkurven) und zurück (blaue Messkurven).



**Abbildung 4.8.:** Direkter Vergleich der Hin- und Rücksweps aus Abbildung 4.7 zum Auffinden reproduzierbarer Peaks.

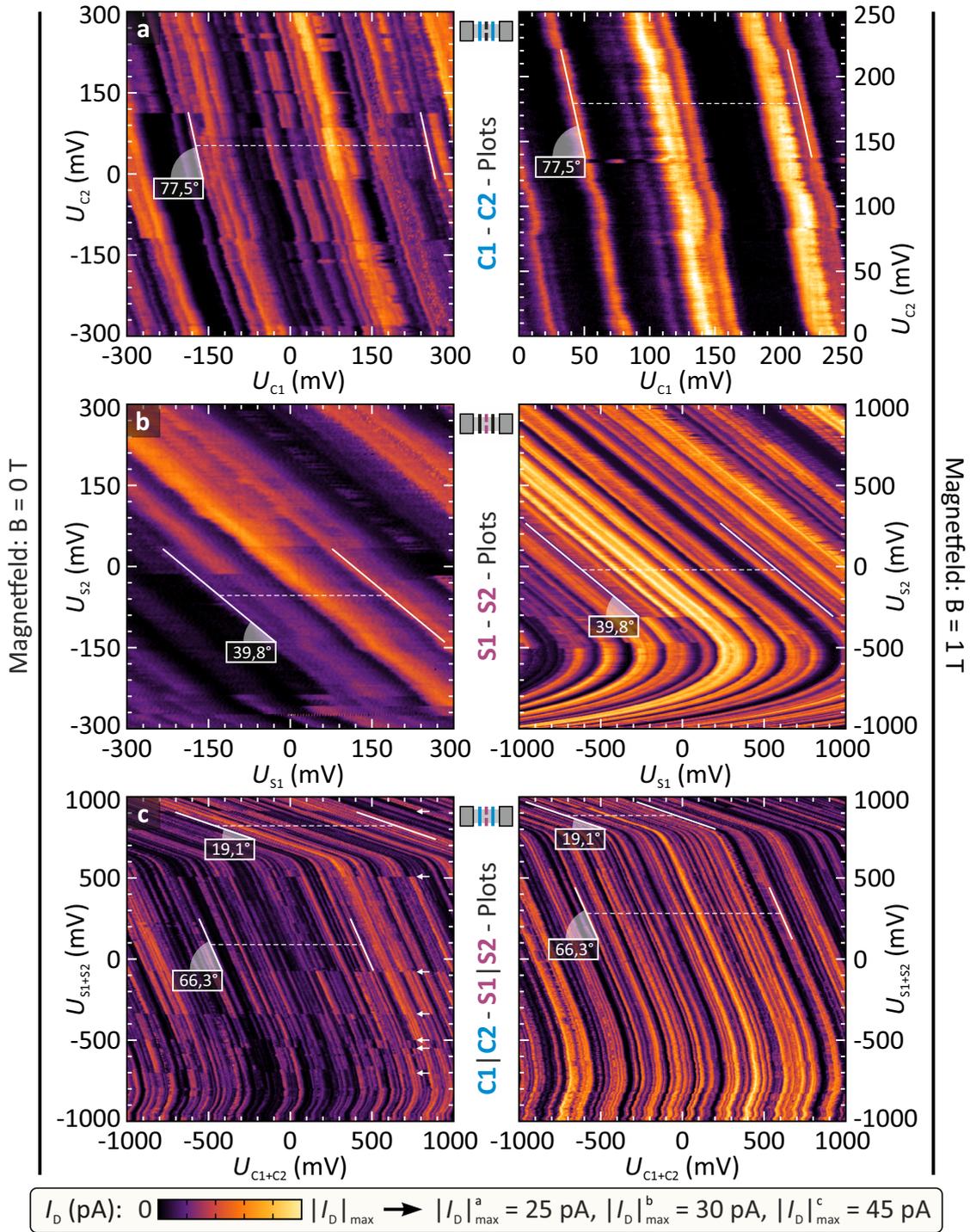
Transportlücke, aber der immer noch bestehenden starken Nichtlinearität in der Kennlinie, auf  $-1$  mV festgelegt und das Ergebnis in Abbildung 4.7 aufgeführt. Die größte Gatewirkung besitzt darin das Crossgate C1, ersichtlich anhand der vielen durchlaufenen Peaks. Das Backgate, welches bei 75 mK eine gegenüber den anderen Steuerelektroden noch sehr geringe Wirkung besaß, hat nun neben C1 den stärksten Einfluss auf den Transportkanal. Der Einfluss der drei Gates C2, S1 und S2 ist hingegen schwächer aber sehr gut vergleichbar, wobei die Wirkung von S1 und C2 fast identisch ist.

In Abbildung 4.8 (a) wurden die Dichteplots nochmals für den direkten Vergleich von Hin- und Rücksweps nebeneinander gelegt. Bezüglich der Messungen bei Basistemperatur sind die gemessenen Kurven bei nun 550 mK sehr konsistent und Übereinstimmungen im Peak-Bild finden sich schnell und häufig. Allerdings ist auch weiterhin ein Driften des Gesamtbildes zu beobachten. Betrachtet man weiter die Dichteplots der verschiedenen Gates, so sind im Gegenteil zu den Messungen bei 75 mK selbst gateübergreifend dieselben Strukturen zu finden. Skaliert man

die Dichteplots, ergibt sich die in Abbildung 4.8 (b) zu sehende Zusammenstellung. Die dabei aufgeführten Prozentzahlen verstehen sich bezüglich der mit 100 % definierten Gatewirkung des Topgates C1. Unter Annahme linearer Gate-Gate-Abhängigkeiten, welche im späteren Verlauf noch untersucht werden, entspräche diese ebenfalls dem kapazitiven Verhältnis  $C_{\text{Gate}}/C_{C1}$  der einzelnen Gates relativ zu C1. Die Tatsache aber, dass alle Gates dieselben Peaks zeigen, beweist deren gemeinsame Kopplung an den Transportkanal. Bei den beobachteten Peaks scheint es sich somit um Coulomb-Blockade-Oszillationen eines im Transportkanal befindlichen dominanten Quantenpunktes zu handeln. Entsprechend der Topgategeometrie befindet sich dieser sehr wahrscheinlich in deren Zentrum. Dies wiederum ist ein wichtiger Anhaltspunkt für die bereits aufgeführte These der hochresistiven Bereiche, welche sich im Graphen unterhalb der Topgates ausgebildet haben könnten. Es gilt nun, weitere Informationen über den Quantenpunkt durch fortführende Messungen in Erfahrung zu bringen.

#### 4.2.4. Untersuchung der Coulomb-Blockade im Magnetfeld

Es soll ein möglichst einzeln stehender Coulomb-Peak mit hohem *On-Off-Ratio* gefunden werden, um mit diesem einen aussagekräftigen Coulomb-Diamanten zu erhalten. Somit wurde als nächstes untersucht, in wie weit ein extern angelegtes und zur Probe senkrecht orientiertes Magnetfeld zur Stabilisierung und Isolation von Peaks beitragen kann. Dazu werden, wie in Abbildung 4.9 gezeigt, Gate-Gate-Plots in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei  $B = 0$  T und bei  $B = 1$  T miteinander verglichen. Untersucht wurden drei Gate-Gate-Kombinationen: Crossgate C1 gegen Crossgate C2, Splitgate S1 gegen Splitgate S2 und Crossgates C1+C2 gegen Splitgates S1+S2. Es ist zu beachten, dass bei den Vergleichen teilweise Ausschnitte und somit unterschiedliche Spannungsbereiche gezeigt sind. Bei Betrachtung der Coulomb-Blockade-Peaks im Magnetfeld wird ersichtlich, dass diese an Intensität gewonnen haben. Die häufigen Intensitätsschwankungen im Peakmuster, welche besonders im letzten Vergleich häufig zu finden sind (markiert mit weißen Pfeilen im Plot bei  $B = 0$  T), stabilisieren sich bei einem Magnetfeld von 1 T nahezu vollständig. Das Magnetfeld bewirkt eine Reduktion des von den Elektronen wahrgenommenen Einschlusspotentials, da sich diese nun auf Zyklotronbahnen durch das Device bewegen. Das Magnetfeld zeigt dadurch einen delokalisierenden Effekt und erhöht



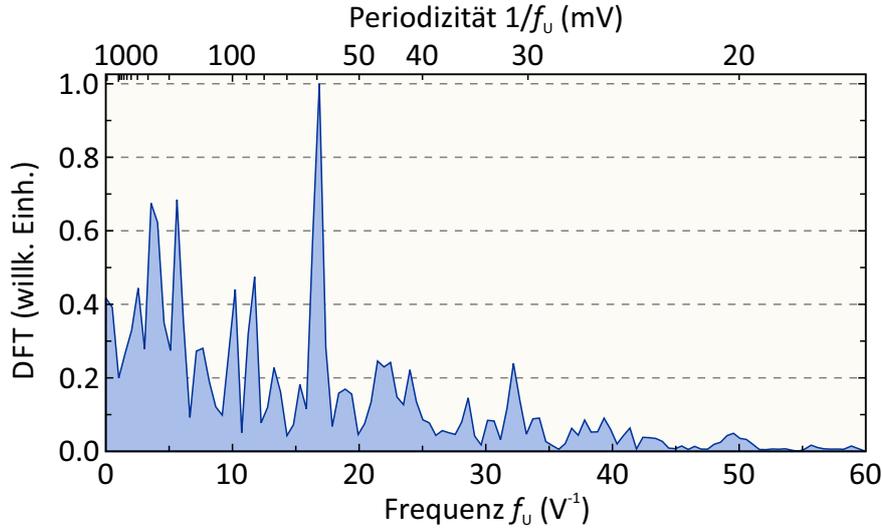
**Abbildung 4.9.:** Gegenüberstellung ausgewählter Gate-Gate-Plots für  $B = 0$  T und  $B = 1$  T zeigen den Einfluss der (a) Crossgates, (b) Splitgates und (c) aller Topgates auf den Quantenpunkt. In (c) markieren weiße Pfeile Änderungen in den Peakintensitäten oder im Peakmuster, während sie im Magnetfeld nur selten festzustellen sind. Die im Winkel konstant gebliebenen Peakverläufe zeigen, dass sich die kapazitive Kopplung der jeweils beteiligten Gates mit dem Magnetfeld nicht verändert.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse

---

die Leitfähigkeit [113], woraus die klareren Peakmuster resultieren. Die nachträglich eingezeichneten Linien verdeutlichen den linearen Verlauf der Oszillationen und geben anhand deren Winkel zur  $x$ -Achse und der Beziehung  $\tan(\alpha) = C_{\text{Gate},x}/C_{\text{Gate},y}$  einen genaueren Aufschluss über die Verhältnisse der Gatekapazitäten bezüglich des Quantenpunkts. Diese Winkel haben sich auch nach dem Einschalten des Magnetfelds nicht geändert. Daraus resultiert eine konstant gebliebene Gatekopplung an den Transportkanal beziehungsweise den Quantenpunkt. Entsprechend ergibt sich für C1 ein um den Faktor 4.5 höherer Einfluss gegenüber C2. Für S2 im Vergleich zu S1 liegt der Faktor bei 1.2. Diese Werte entsprechen in guter Näherung den zuvor aus Abbildung 4.8 berechneten Faktoren von 3.1 für  $C_{C1}/C_{C2}$  und 1.3 für  $C_{S2}/C_{S1}$ . In Abbildung 4.9 (c) zeigt sich bei Gatespannungen von  $U_{S1+S2} \approx 600$  mV (bei  $B = 0$  T) und  $U_{S1+S2} \approx 800$  mV (bei  $B = 1$  T) eine schlagartige Änderung des Gatekopplungsverhältnisses von  $C_{C1+C2}/C_{S1+S2} = 2.3$  hin zu 0.3. Während dabei die Periodizität der Oszillationen für die Crossgates und damit auch deren kapazitive Kopplung konstant bleibt, ist für die Splitgates diesbezüglich eine deutliche Erhöhung im genannten Spannungsbereich zu erkennen. Dies ließe sich unter anderem durch eine Änderung der Quantenpunkt-Geometrie erklären, welche beispielsweise durch ein lokal asymmetrisches Einschlusspotential hervorgerufen werden kann. Weiterhin kann beobachtet werden, dass es in einigen Plots zu Störungen in der linearen Peakbewegung kommt. Das zunächst zu beobachtende Driften der Peaks nach rechts am Anfang der Messungen in Abbildung 4.9 (b) und (c) (im untersten Spannungsbereich von  $U_{S2}$  respektive  $U_{S1+S2}$ ) ist wiederum auf Ladungsumverteilungen im angrenzenden Dielektrikum zurückzuführen. Es wurde bereits erwähnt, dass damit einhergehend ein Wandern der Peaks abhängig von den angelegten Gatespannungen erfolgt. Das Peakmuster ist anfangs nach links verschoben, da bereits vor Beginn der Messungen eine Gatespannung von  $-1$  V anlag. Mit dem Starten der Messungen und der einsetzenden Oszillationen der Gatespannung symmetrisch um  $U_{SD} = 0$  V ändert sich aufgrund der hohen Zeitkonstanten der Ladungsumverteilungen gegenüber der Gatespannungsänderungen die effektive Gatespannung von  $-1$  V auf  $0$  V, worin das anfängliche Driften nach rechts begründet liegt.

Neben dem aufgeführten Vergleich der Gate-Gate-Plots bei Magnetfeldstärke  $B = 0$  T und  $B = 1$  T wurden zudem Variationen von nur einer Gatespannung bei konstanter Biasspannung mit sich änderndem Magnetfeld betrachtet. Dabei zeigte sich,



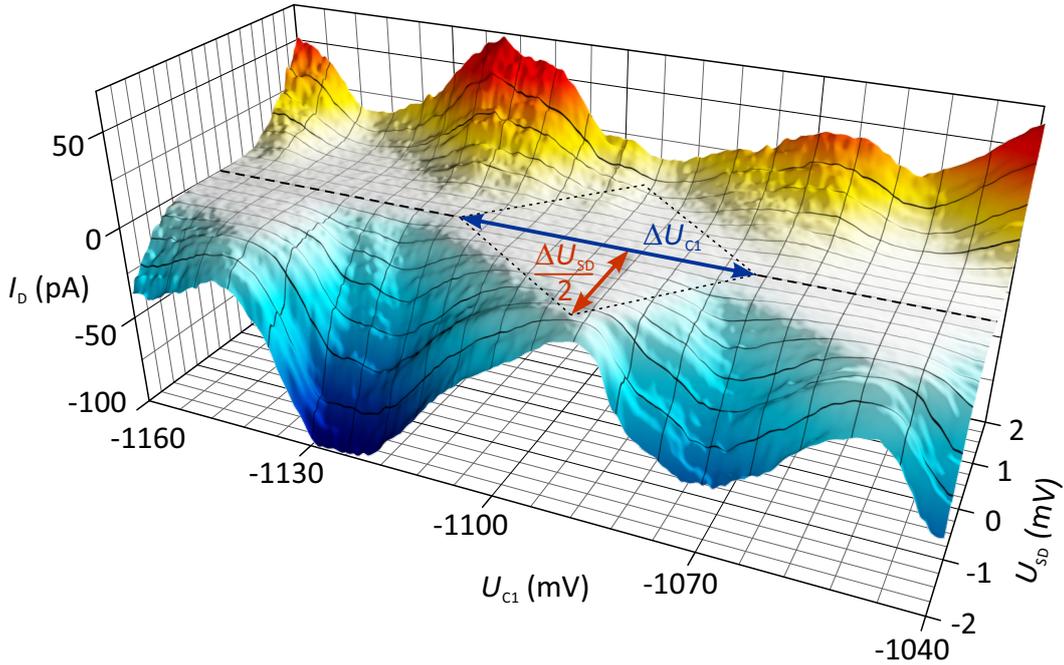
**Abbildung 4.10.:** Fourieranalyse zur Bestimmung des mittleren Abstands zwischen den Coulomb-Blockade-Oszillationen basierend auf der Messung von Abbildung 4.9 (c).

dass eine fortwährende Steigerung in der Separation überlagerter Peaks und in deren On-Off-Ratio bis hin zu  $B = 3.3\text{ T}$  erzielt werden konnte. Aus diesem Grund werden die weiteren Messungen bei genau dieser Magnetfeldstärke durchgeführt.

#### 4.2.5. Quantenpunktanalyse

Eine Fourieranalyse kann nun Informationen über den mittleren Abstand der Coulomb-Blockade-Oszillationen und somit über weitere Eigenschaften des Quantenpunktes liefern. Hierfür wurde der bereits in Abbildung 4.8 (c) gezeigte 2D-Plot herangezogen, bei dem der Probenstrom  $I_D$  in Abhängigkeit von Cross- und Splitgates untersucht wurde. Das Ergebnis findet sich in Abbildung 4.10. Dieses zeigt einen deutlichen Peak im Fourierpektrum, welcher in etwa bei einer Frequenz von  $f_U = 17\text{ V}^{-1}$  liegt und somit einer Spannungsperiode von  $\Delta U_{C_1+C_2} \approx 59\text{ mV}$  entspricht.

In Abbildung 4.11 (a) ist nun ein 3D-Plot von benachbarten Coulomb-Diamanten gezeigt, welcher im Magnetfeld bei  $B = 3.3\text{ T}$  und mit einer Probentemperatur von  $T = 550\text{ mK}$  mittels des Crossgates C1 im Spannungsbereich zwischen  $U_{C_1} = -1160\text{ mV}$  und  $U_{C_1} = -1040\text{ mV}$  erzeugt wurde. Er zeigt die für den Ein-



**Abbildung 4.11.:** 3D-Plot der mit Gate C1 im Spannungsbereich zwischen  $-1160$  mV und  $-1040$  mV erzeugten Coulomb-Diamanten bei einer senkrecht angelegten Magnetfeldstärke von  $B = 3.3$  T und einer Probentemperatur von  $T = 550$  mK. Die eingezeichneten Spannungsdifferenzen sind direkt ablesbar und werden für die Abschätzung des Quantenpunktdurchmessers benötigt.

zelelektronentransport typischen Rautenstrukturen. Aufgrund der Messtemperatur findet man sie jedoch thermisch verschmiert vor, so dass hierbei keine scharfen Übergänge im Stromverlauf zu beobachten sind. Für eine genauere Untersuchung bezüglich des Quantenpunktes werden im Folgenden die geometrischen Parameter der Rauten bestimmt. Neben dem mittleren Coulomb-Peak-Abstand, also der mittleren Breite einer Raute, gilt es auch dessen mittlere Höhe zu kennen, welche der doppelten Ladeenergie des Quantendots entspricht. Diese kann direkt aus dem Plot entnommen werden und beträgt in etwa  $E_{CB} = \Delta U_{SD}/2 \approx 2$  meV. Die Breite der Rauten und damit der mittlere Coulomb-Peak-Abstand wurde bereits über die Fourieranalyse bestimmt. Somit ergibt sich für die Gesamtkapazität der Crossgates:

$$C_{C1+C2} = C_{C1} + C_{C2} = \frac{e}{\Delta U_{C1+C2}} = 2.72 \text{ aF}. \quad (4.5)$$

Über das zuvor ermittelte Verhältnis der Kapazitäten von Crossgates zu Splitgates mit  $C_{C1+C2}/C_{S1+S2} = 2.28$  erhält man die Gesamtkapazität aller Topgates:

$$C_G = C_{C1+C2} + C_{S1+S2} = 3.91 \text{ aF.} \quad (4.6)$$

Die aus dem Plot gewonnene Ladeenergie soll als Coulomb-Abstoßungsenergie und demzufolge als energetischer Abstand zweier benachbarter Ladungszustände des Quantenpunktes verstanden werden. Damit kann die Kapazität der Coulombinsel durch Anwendung des Selbstkapazitätsmodells und unter der Annahme einer Scheibe, dessen Form betreffend, mit der mathematischen Beziehung aus Drexler *et al.* [114]:

$$E_{CB} = \frac{e^2}{4\epsilon_0\epsilon_r d}, \quad (4.7)$$

- $\epsilon_0$  elektrische Feldkonstante,
- $\epsilon_r$  relative Permittivität,
- $d$  Durchmesser,

berechnet werden zu:

$$C_\Sigma = 4\epsilon_0\epsilon_r d = \frac{e^2}{E_{CB}} = 80.11 \text{ aF.} \quad (4.8)$$

Dies wiederum führt zur Berechnung des Durchmessers der kreisförmigen Coulombinsel und ergibt:

$$d \leq \frac{C_\Sigma}{4\epsilon_0\epsilon_r} \approx 220 \text{ nm.} \quad (4.9)$$

Die relative Permittivität  $\epsilon_r$  wurde mit 10.4 gleichgesetzt, was dem arithmetischen Mittel der beiden an das Graphen angrenzenden Dielektrika mit den Werten für GaAs von  $\epsilon_r = 12.9$  und für  $\text{Al}_2\text{O}_3$  von  $\epsilon_r = 7.9$  entspricht. Die eben bestimmte Größe der Coulombinsel ist im Rahmen des einfachen Modells innerhalb einer Größenordnung konsistent mit dem Topgatelayout, welches den möglichen Quantenpunktdurchmesser über seine Geometrie beschränkt. Die weiteren Betrachtungen zu diesem Device erfolgen in Form von Simulationen im sich anschließenden Kapitel 5.

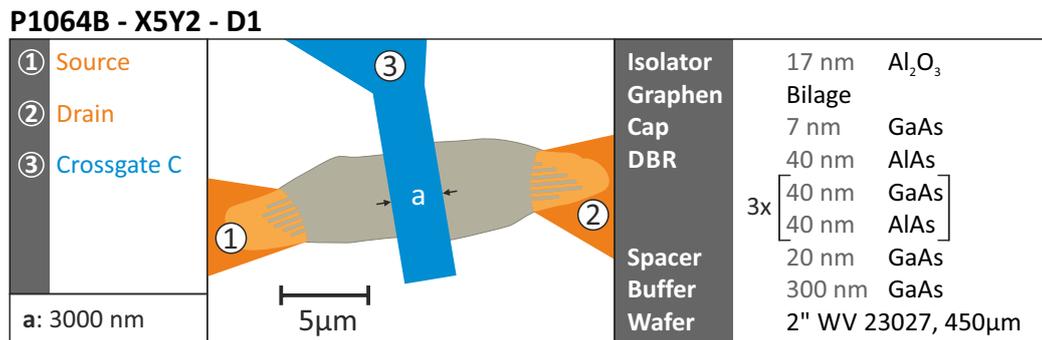
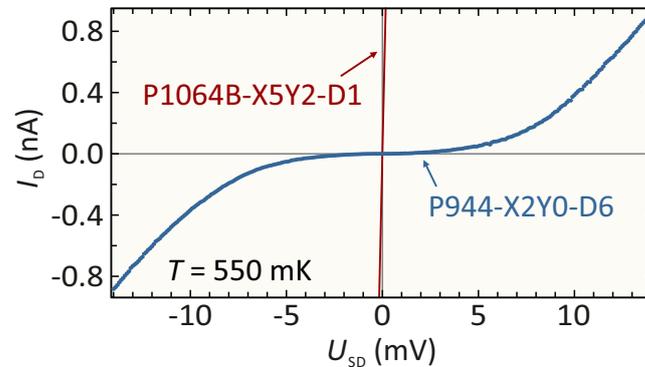


Abbildung 4.12.: Layout und Details zur Probe P1064B-X5Y2-D1.

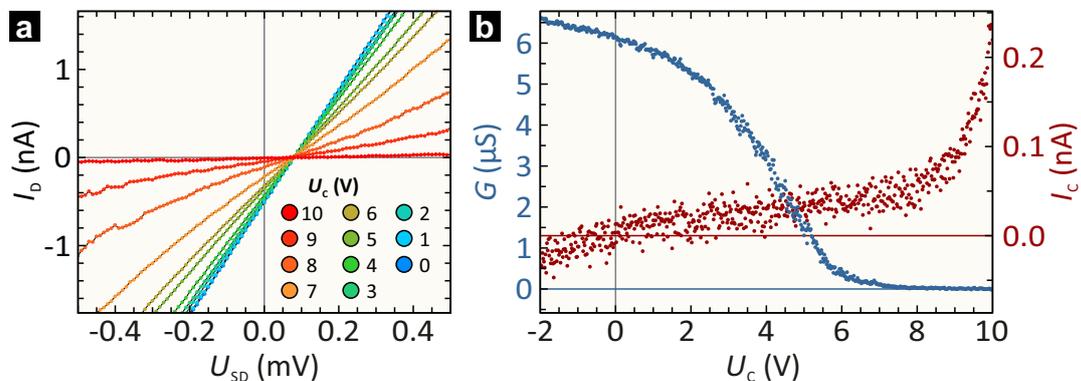
### 4.3. Messergebnisse der Probe P1064B-X5Y2-D1

Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben zeigen Unterschiede sowohl in der Anzahl der gleichzeitig kontaktierten Flocken (P944-X2Y0-D1 im Anhang A.2: drei parallel orientierte Bilagen) als auch in der Anzahl der Lagen (P944-X2Y2-D3 im Anhang A.1: Hybrid-Device aus Bilage mit beidseitig angeschlossenen Monolagen). Dennoch konnte bei jeder Probe eine starke Nichtlinearität bei tiefen Temperaturen gezeigt werden. Um dabei einen Einfluss der nanoskalierten Topgates diskutieren und die anschließenden Simulationen motivieren zu können, wurde ein weiteres Device mit der internen Bezeichnung P1064B-X5Y2-D1 prozessiert. Dessen Layout und Details finden sich in Abbildung 4.12. Demnach wurde eine Bilage ähnlicher Dimension, wie die der Probe P944-X2Y0-D6, gefunden und mit einem 3 μm breiten Topgate versehen. Die damit gemessene  $U_{SD}$ - $I_D$ -Kennlinie im direkten Vergleich zu P944-X2Y0-D6 bei jeweils 550 mK zeigt Abbildung 4.13. Für einen besseren Vergleich wurde die Skala der Ordinate für beide Kurven gleich gewählt, fand aber auch für dieses Device im selben Biasspannungsbereich statt. Dabei findet sich für die Probe mit breitem Gate jedoch keine Nichtlinearität im Stromverlauf und dies ändert sich auch beim weiteren Abkühlen der Probe auf die Basistemperatur von 75 mK nicht. Demnach sind die nanoskalierten Topgates offensichtlich der Grund für die Nichtlinearität in den gemessenen  $U$ - $I$ -Kennlinien der drei angeführten Proben und der zu beobachtenden Transportlücken.

Als nächstes wird der Einfluss des breiten Topgates auf den Drainstrom  $I_D$  bei einer Probentemperatur von 550 mK untersucht. Die aufgezeichneten  $U$ - $I$ -Kennlinien



**Abbildung 4.13.:** Gezeigt ist ein Vergleich der  $U_{SD}$ - $I_D$ -Kennlinien der beiden Devices P944-X2Y0-D6 und P1064B-X5Y2-D1 bei einer Probentemperatur von 550 mK. Dabei zeigt die Probe mit den nanoskalierten Topgates (blaue Kurve) eine ausgeprägte Stromunterdrückung, während für die Probe mit breitem Gate (rote Kurve) ein linearer Verlauf im gesamten Biasspannungsbereich zu beobachten ist. Für einen besseren Vergleich und dem daraus resultierenden identischen Wertebereich ist dieser jedoch nicht vollständig sichtbar.



**Abbildung 4.14.:** (a) Die  $U$ - $I$ -Kennlinien verdeutlichen die zunehmende Stromunterdrückung mit einsetzender Nichtlinearität bei ansteigender Gatespannung  $U_C$ . (b) Gezeigt ist die Leitfähigkeit (blaue Kurve) der Probe P1064B-X5Y2-D1 in Abhängigkeit der Gatespannung  $U_C$  bei einer fest eingestellten Biasspannung von  $U_{SD} = -0.1$  mV. Des Weiteren ist der gleichzeitig am Gate gemessene Leckstrom  $I_C$  (rote Kurve) gezeigt.

sind in Abbildung 4.14 (a) gezeigt. Hierbei führt eine steigende Gatespannung  $U_C$  zu einer deutlichen Stromunterdrückung mit einsetzender Nichtlinearität im Verlauf. Die **blaue** Kurve in Abbildung 4.14 (b) zeigt nun eine bei fest eingestellter Biasspannung von  $U_{SD} = -0.1$  mV mit steigender Gatespannung abfallende Leitfähigkeit. Ab einer Spannung von  $U_C \approx 7$  V ist diese bereits stark reduziert. Somit öffnet das Topgate eine Bandlücke im Graphen aufgrund des von ihm erzeugten elektrischen Feldes. Darüber hinaus sind die am Topgate gemessenen Leckströme in Abbildung 4.14 (b) als **rote** Kurve dargestellt. Oberhalb einer Gatespannung von  $U_C \approx 8$  V setzt ein exponentieller Anstieg im Leckstrom zwischen Topgate und Graphen ein, welcher für  $U_C = 10$  V bereits 200 pA übersteigt. Aus diesem Grund wird von einer weiteren Erhöhung der Gatespannung abgesehen.

## 4.4. Zusammenfassung

Die Probe P944-X2Y0-D6 weist (ähnlich wie P944-X2Y0-D1 und P944-X2Y2-D3, siehe Anhang) nach dem Einkühlen in einem Kryostaten eine Nichtlinearität in der  $U$ - $I$ -Kennlinie auf. Diese beruht jedoch nicht auf dem Feldeffekt, da anfangs noch keinerlei externe Spannungen an die Steuerelektroden angelegt worden sind. Aber auch das anschließende Anlegen von Gatespannungen zeigte keinen nennenswerten Einfluss auf die beobachtete Transportlücke im Bereich niedriger Biasspannungen. Die Temperaturabhängigkeit des Probenwiderstands zeigt einen exponentiellen Anstieg mit sinkender Temperatur. Die Betrachtung der temperaturabhängigen reduzierten Aktivierungsenergie  $W$  lässt Schlüsse auf einen thermisch aktivierten Transport zu. Dieser kann durch die Erzeugung hochresistiver Bereiche im Graphen lokal unter den Topgates verstanden werden. Der Transport innerhalb der Transportlücke kann dabei durch *Nearest Neighbour Hopping* über lokalisierte Zustände erklärt werden. Mit einem Temperaturanstieg geht auch ein zunehmender Einfluss der Gates einher. Somit können gateübergreifende, reproduzierbare Oszillationen im Strom beobachtet werden, welche als Coulomb-Blockade-Peaks identifiziert werden konnten. Durch ein senkrecht zum Graphen orientiertes Magnetfeld konnte die Intensität der Peaks und die Stabilität der Peakmuster signifikant erhöht werden. Die fast identische kapazitive Kopplung der Splitgates an den Transportkanal belegt zudem, dass sich der Quantenpunkt mittig zwischen den Splitgates und somit im

Zentrum der Topgatestruktur befindet. Es ist somit gelungen, in Bilagen-Graphen einen Quantenpunkt zu erzeugen, dessen Größe und Lage im Graphen über die Topgates definiert wurde. Um hierbei einen direkten Einfluss der nanoskalierten Topgates auf die Ausbildung einer Transportlücke zu untersuchen, wurde ein weiteres Device mit einem  $3\ \mu\text{m}$  breiten Topgate hergestellt und gemessen. Dabei zeigte sich, dass selbst bei einer Probertemperatur von  $550\ \text{mK}$  ein stets linearer Verlauf in der  $U$ - $I$ -Kennlinie beobachtet wurde. Erst durch das Fahren der Gatespannung hin zu  $10\ \text{V}$  konnte eine Stromunterdrückung für kleine Biasspannungen und somit eine reduzierte Leitfähigkeit beobachtet werden. Dies ist jedoch auf den einfachen Feldeffekt und eine dadurch resultierende Bandlückenöffnung zurückzuführen. Die Entstehung der beobachteten Transportlücke unter den nanoskalierten Topgates ohne angelegte Gatespannungen soll deshalb mit den im nächsten Kapitel durchgeführten Simulationen genauer untersucht und erklärt werden.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse

---

## 5. FEM-Simulationen

Zum besseren Verständnis der Ergebnisse aus dem letzten Kapitel werden nun Simulationen durchgeführt. Diese sollen Aufschluss geben, welchen Einfluss die Topgatestruktur und deren unterschiedliche Materialeigenschaften sowie die Prozess- und Messparameter auf die Graphenlage zeigen. Deshalb werden die nachfolgenden Simulationen nach Finite-Elemente-Methode (FEM) mit der Software *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> [115] durchgeführt, deren Stärke in der Betrachtung gekoppelter physikalischer Phänomene liegt und sich somit hervorragend eignet, um das vorliegende physikalische System zu modellieren und zu simulieren.

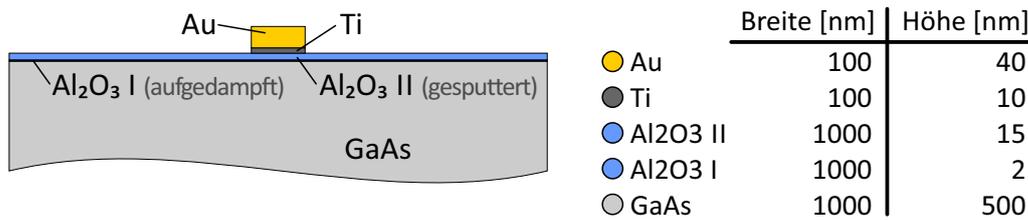
Im Folgenden wird nun die Device-Struktur, bestehend aus dem Substrat, der Isolatorschicht und der Topgatestruktur in *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> modelliert. Hierbei wird im ersten Teil ein rein zweidimensionales Modell herangezogen, um die Einflüsse eines einzelnen Topgates zu simulieren und zu verstehen. Des Weiteren wird die gesamte Topgatestruktur in einem dreidimensionalen Modell simuliert, wodurch auch die Superposition von Effekten durch die einzelnen Topgates im Bereich der Graphen-Schicht näher untersucht werden kann. Daraus werden sich Erkenntnisse zum Verstehen der Messergebnisse gewinnen lassen, über die zum Ende des Kapitels zusammenfassend diskutiert wird. Graphen kommt aufgrund seiner geringen Schichtdicke in den Simulationen nicht separat als Material vor. Vielmehr wird in den Simulationen die Grenzschicht zwischen Substrat und Isolator betrachtet, an welchem sich das Graphen befinden würde. Im weiteren Verlauf ist mit einem Bezug auf das Graphen auch genau diese erwähnte Grenzschicht gemeint.

Die simulierten Modelle bestehen aus dem Substrat gefolgt von einer 17 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Isolatorschicht und den Topgatematerialien Titan und Gold mit 10 nm, respektive 40 nm Schichtdicke. Die Werte benötigter physikalischer Eigenschaften der Materialien sind bereits in *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> implementiert und wurden übernom-

	○ GaAs	● Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	● Ti	● Au
Therm. Ausdehnungskoeffizient [ $10^6 \text{ K}^{-1}$ ]	5.7	6.5	8.6	14.2
Dichte [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ]	5316	3965	4506	19300
Elastizitätsmodul [Pa]	85.9	400.0	115.7	70.0
Poissonsches Verhältnis [1]	0.310	0.220	0.321	0.440

**Tabelle 5.1.:** Simulationsparameter „Physikalische Eigenschaften“ der beteiligten Materialien.

men (siehe Tab. 5.1). Die Simulation soll neben den Temperaturen, bei denen das Kristallwachstum der verschiedenen Materialien durchgeführt wurde und somit als stressfrei angenommen werden kann, auch die letztliche Abkühlung der gesamten Struktur auf die entsprechende Messtemperatur von 300 mK berücksichtigen. Denn die Temperatur ist offensichtlich der Parameter, welcher sich während der einzelnen Herstellungsschritte der Probe bis hin zum Messen signifikant ändert. Durch die unterschiedlichen Prozesstemperaturen und die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien kommt es zur Bildung von Kräften, welche zu einer gemeinsamen Deformation führen. Diese Deformation wiederum generiert einen inneren elastischen Stress, welcher das jeweilige Material dazu drängt zu seinem undeformierten Zustand zurückzukehren. Verspannungen und Deformationen in Graphen können dabei eine Bandlückenöffnung hervorrufen [11, 25–29, 87, 116–120]. Somit haben sie gegebenenfalls einen Einfluss auf die gezeigten Messergebnisse und stehen im Mittelpunkt der Simulationen. Jeder Temperaturwechsel in den Prozessschritten bedarf dafür einer eigenen Teilsimulation, deren Ergebnisse als Initialwerte in die Berechnung der nächsten übergeben werden. Entsprechend der Anzahl von Herstellungsprozessen mit wechselnder Prozesstemperatur kommen für die Berechnungen drei physikalische Simulationsmodule zum Einsatz. Ersteres berechnet die thermische Ausdehnung des GaAs-Substrates samt der 2 nm dünnen Al-Schicht nach dessen Aufbringung und sofortigen Oxidation an Luft. Grundlegend ist hierbei die Angabe zweier Temperaturen. Die erste ist die Prozesstemperatur  $T_{P1}$ , bei welcher der Isolator aufgebracht wurde und er somit als stressfrei betrachtet werden kann. Sie beträgt 293K und gilt als Referenztemperatur. Die zweite Temperatur ist die Modelltemperatur  $T_{M1}$ . Auf diese Temperatur wird das Substrat mit der dünnen Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht nun gebracht. Sie dient für die Berechnung des Stresses, dessen Werte initial dem nächsten Modul übergeben werden.  $T_{M1}$  entspricht deshalb auch der



**Abbildung 5.1.:** Grundlage für die Simulation ist das schematisch gezeigte 2D Modell. Auf dem 1000 nm breiten und 500 nm dicken Substrat (GaAs) befindet sich eine 17 nm dünne Isolatorschicht ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Darauf befindet sich mittig ein 100 nm breites Topgate, bestehend aus 10 nm Titan und 40 nm Gold.

nächsten Prozesstemperatur mit  $T_{M1} = T_{P2} = 473 \text{ K}$ . Da die verwendeten Modelle nur einen Ausschnitt der realen Probe darstellen, müssen zudem Randbedingungen zugewiesen werden. Diese sind jedoch von der Dimensionalität des Modells abhängig und werden entsprechend in den Unterkapiteln aufgeführt. Im zweiten Modul wird die aufgesputterte 15 nm dünne  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht der Simulation bei der bereits aufgeführten Prozesstemperatur  $T_{P2}$  beigefügt und die bisher beteiligten Schichten auf die Modelltemperatur  $T_{M2} = T_{P3} = 293 \text{ K}$  gebracht. Im dritten Modul wird der aus dem zweiten Modul berechnete Stress als Initialwert herangezogen und dem Modell bei genannter Temperatur  $T_{P3}$  die letzten beiden Schichten, nämlich die 10 nm Titan und die 40 nm Gold, hinzugefügt. Nachdem es eine weitere Temperaturänderung erfährt, indem die Modelltemperatur  $T_{M3}$  auf die Messtemperatur  $T_{\text{meas}} = 300 \text{ mK}$  gebracht wird, können nun die Simulationsergebnisse betrachtet werden.

## 5.1. 2D Simulationen

### 5.1.1. 2D Modell

Als erstes wurden Simulationen mit einem zweidimensionalen Modell durchgeführt, dessen Aufbau in Abbildung 5.1 gezeigt ist. Das Modell besitzt zur Optimierung der Berechnungszeiten gegenüber der realen Probe ein weniger ausgedehntes Substrat, unter der Annahme, dass Effekte, welche vom Topgate ausgehen, nach wenigen 100 nm vernachlässigbar werden. Für eine erste Betrachtung wurde die Breite des Substrats und der darauf befindlichen Isolatorschicht auf 1000 nm gesetzt. Das Substrat weist dabei eine Dicke von 500 nm auf. Da es sich bei dem Modell nur

um einen Ausschnitt handelt, werden für die Simulation noch Randbedingungen an Substrat und Isolator geknüpft. Den seitlichen Kanten der beiden, sowie der Grundlinie des Substrat wird hierfür eine orthogonale Verformung untersagt. Die Substratgrundlinie wird zudem nur an einem Eckpunkt räumlich fixiert, so dass eine thermische Kompression und auch Expansion weiter möglich ist. Ohne diese Bedingungen würden am Rand des Modells unerwünschte Effekte auftreten, welche die Simulationsergebnisse in den interessanten Bereichen des Modells beeinflussen.

### 5.1.2. Betrachtung fester Parameter

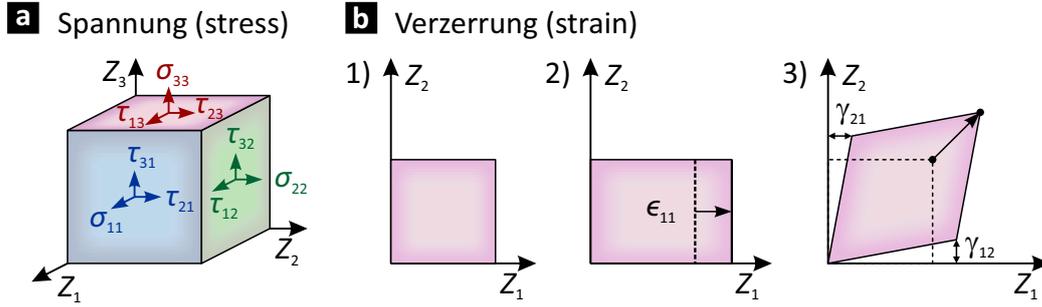
Nachdem nun das 2D-Modell eingeführt wurde, gilt eine erste Betrachtung der Simulation unter festen geometrischen Parametern. Diese entsprechen den bereits erwähnten Vorgaben durch die reale Probe. Aufgrund der Temperaturänderungen zwischen den Herstellungsprozessen, dem starken Abkühlen der Probe hin zur Messtemperatur und der verschiedenen thermischen Materialparameter sind Spannungen zwischen den Materialschichten und somit eine temperaturbedingte Deformation zu erwarten. Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Materialien in der Probenstruktur werden dabei nach oben hin stetig größer (siehe Tab. 5.1). Das bedeutet, dass sich das Topgate bei einer Abkühlung im oberen Bereich stärker zusammenziehen kann als an der Verbindungsfläche zum Isolator. Dort wird das Material durch den kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten des  $\text{Al}_2\text{O}_3$  an der temperaturbedingten Kompression gehindert. Dies führt zu einer konkaven Verformung des Gates in der  $x$ - $z$ -Ebene. Unter der Annahme einer geringen Deformation gilt nach [121,122] zunächst für den zweidimensionalen Dehnungstensor:

$$\bar{\epsilon} = (\epsilon_{ij}) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial Z_j} + \frac{\partial u_j}{\partial Z_i} + \frac{\partial u_k}{\partial Z_i} \frac{\partial u_k}{\partial Z_j} \right) = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \gamma_{21} & \gamma_{31} \\ \gamma_{12} & \epsilon_{22} & \gamma_{32} \\ \gamma_{13} & \gamma_{23} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

$u$  Deformation,

$Z$  orthogonales Koordinatensystem mit festem Ursprung.

Es handelt sich um einen symmetrischen Tensor ( $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ ), dessen Diagonalelemente mit den Indizes  $i = j$  eine normal gerichtete Verzerrung ( $\Delta L/L_0$ ) beschreiben,



**Abbildung 5.2.:** (a) Neun Stresstensorelemente (drei Zugkomponenten und sechs Scherkomponenten) an einem Würfel illustriert. (b) verdeutlicht ausgehend von einer quadratischen Fläche (1) die Verzerrung durch Zug- (2) und Scherkräfte (3).

während die restlichen Tensorelemente für eine Scherverformung in der  $i$ - $j$ -Ebene stehen. Weiter ist der Stress zu betrachten, welcher durch einen ebenfalls zweidimensionalen Tensor, den Spannungstensor, beschrieben werden kann:

$$\bar{\sigma} = (\sigma_{ij}) = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \tau_{21} & \tau_{31} \\ \tau_{12} & \sigma_{22} & \tau_{32} \\ \tau_{13} & \tau_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Die Diagonalelemente beschreiben eine Kraft  $\vec{F}$  in Richtung der Flächennormalen mit resultierender Verspannung  $|\vec{F}|/A$ . Die restlichen als Scherspannungen bezeichneten Elemente des Tensors stehen für Kräfte parallel zur Fläche  $A$ . Auch dieser Tensor ist symmetrisch, besitzt sechs unabhängige Komponenten und kann nach Voigt'scher Notation als  $6 \times 1$ -Vektor geschrieben werden. Zur grafischen Verdeutlichung der Elemente des Spannungstensors  $\bar{\sigma}$  und des Dehnungstensors  $\bar{\epsilon}$  dient Abbildung 5.2. Über das Hooke'sche Gesetz können nun mittels Elastizitätstensor  $C_{ijkl}$  die Verspannung  $\sigma_{ij}$  und die Verzerrung  $\epsilon_{kl}$  abhängig voneinander ausgedrückt werden:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\epsilon_{kl} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \tau_{23} \\ \tau_{13} \\ \tau_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \gamma_{23} \\ \gamma_{13} \\ \gamma_{12} \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Im Falle des Graphens betrachten wir nun ein hexagonales Gitter, wodurch der vierdimensionale Elastizitätstensor  $C_{ijkl}$  wie folgt vereinfacht werden kann:

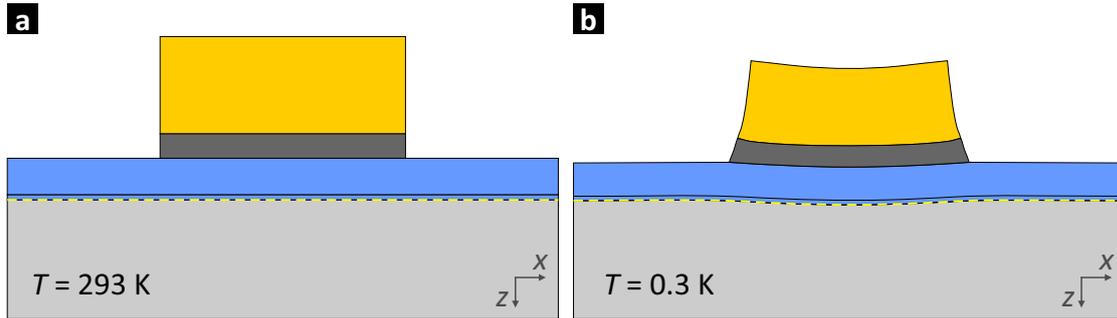
$$C_{ijkl} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Die Werte der einzelnen Komponenten der Elastizitätsmatrix lassen sich in der Literatur finden [120, 122–125]. Jedoch unterscheiden sie sich teilweise sehr stark abhängig von den verwendeten Messmethoden oder den theoretischen Modellen. Es wurden die in Bosak et al. [124] aufgeführten Werte entnommen, da sie annähernd vollständig, vergleichsweise aktuell und darüber hinaus oft zitiert sind. Aufgrund der hexagonalen Symmetrie sind  $c_{11} = c_{22}$ ,  $c_{13} = c_{23}$ ,  $c_{44} = c_{55}$  und  $c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})$ . Somit ergibt sich die Elastizitätsmatrix wie folgt:

$$C_{ijkl} = \begin{pmatrix} 1109 \pm 16 & 139 \pm 36 & 0 \pm 3 & 0 & 0 & 0 \\ 139 \pm 36 & 1109 \pm 16 & 0 \pm 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 \pm 3 & 0 \pm 3 & 39 \pm 7 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5 \pm 3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 5 \pm 3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 485 \pm 10 \end{pmatrix} \text{ GPa.} \quad (5.5)$$

Die verschiedenen Bindungslängen innerhalb ( $d_{\text{intra}} = 1.42 \text{ \AA}$ ) und zwischen ( $d_{\text{inter}} = 3.35 \text{ \AA}$ ) den Graphenlagen führen zu einer starken Anisotropie in den Bindungsenergien, weshalb  $c_{33}$  bedeutend kleiner ist als  $c_{11}$  und  $c_{22}$ , deren Werte nahe an denen des Diamanten heranreichen. Vergleicht man  $c_{44}$  mit  $c_{66}$  ist zudem eine sehr starke Anisotropie in der Scherfestigkeit zu erkennen.

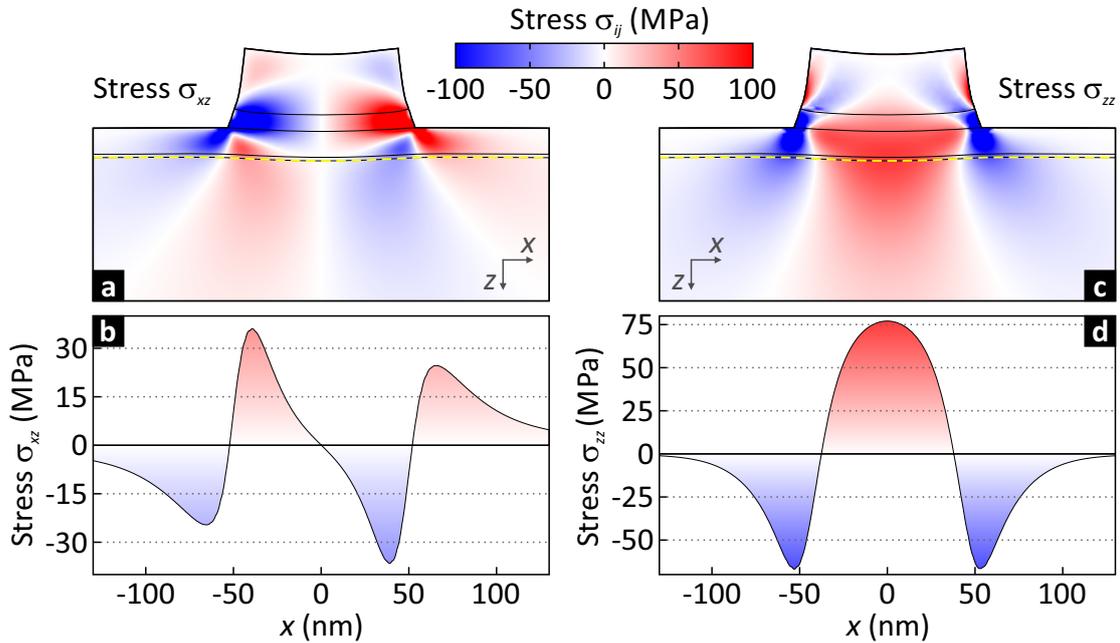
Nach Durchführung der Simulation erhält man die in Abbildung 5.3 gezeigte Deformation des Modells, welche für einen besseren Vergleich um den Faktor 30 hochskaliert wurde. Wie man der Abbildung entnehmen kann, wirkt sich diese auch auf das Graphen aus. Durch die bereits theoretisch erwartete Topgate-Krümmung



**Abbildung 5.3.:** Mit dem Aufdampfen des Topgates sieht die Struktur bei 293 K, wie in (a) gezeigt, aus. Die Simulation des Abkühlens der Probe auf Messtemperatur von 300 mK zeigt eine Deformation entsprechend (b), welche zum besseren Vergleich mit einem Multiplikator von 30 hochskaliert worden ist. Die Metallstruktur ist aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten dazu geneigt sich zusammenzurollen. Die auftretenden Kräfte können durch den Verlauf der Substrat-Isolator-Grenzschicht (gelb gestrichelt) grob abgeschätzt werden. Während mittig unter dem Gate ein kompressibler Druck auf die Bilage ausgeübt wird, erfährt sie unterhalb der Gate-Ränder eine Zugkraft mit expandierender Wirkung auf die einzelnen Lagen.

wirken lokal unterschiedliche Drücke in  $z$ -Richtung auf die Grenzschicht zwischen Substrat und Isolator und damit auf das Graphen. Mittig unter dem Topgate wirkt ein Druck (positiver Stress) nach unten und somit kompressibel auf die Bilage. Unterhalb der Ränder des Topgates ist hingegen ein leichter Zug (negativer Stress) erkennbar, welcher den Abstand der Bilagen voneinander expandieren lässt. Die Änderung des Abstands der beiden Graphenlagen resultiert in einer Symmetriebrechung, wodurch bei ausreichender Stärke eine Bandlücke geöffnet werden kann.

Dieser Sachverhalt wurde von Verberck *et al.* [120] und Mariani *et al.* [126] theoretisch analysiert. Dabei wurden Verzerrungen (engl. *Strain*) einer Bilage betrachtet, welche im Ergebnis zur Öffnung einer Bandlücke führten. Neben Verspannungen in der Graphenebene (siehe auch [127]) wurden auch solche senkrecht dazu untersucht. Wird der Normalabstand zweier Graphenlagen von  $3.354 \text{ \AA}$  durch eine Zugkraft vergrößert oder durch Druck verkleinert, so würde die daraus resultierende Symmetriebrechung bei entsprechender Stärke zu einer Bandlücke führen. Ihren Betrachtungen nach setzt ein solcher Prozess bei einem Strain von  $\epsilon_{zz} \cong 0.25$  ein. Dies würde einer Interlayer-Distanz von  $\hat{d} = d_{\text{inter}} \cdot (1 + \epsilon_{zz}) \cong 4.19 \text{ \AA}$  entsprechen. Für einen Strain von  $\epsilon_{zz} \cong 0.30$  wird bereits eine Bandlücke von 125 meV vorherge-



**Abbildung 5.4.:** Darstellung der mit *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> simulierten lokalen Stress-Werte als Farbschemata in der bereits gezeigten mechanisch deformierten Struktur bei  $T = 300$  mK. (a) zeigt hierbei die  $xz$ -Komponente und (c) die  $zz$ -Komponente des Stress-Tensors. Die roten Bereiche verdeutlichen positiven Druck, während die blauen Bereiche einem negativen Druck entsprechen. Die Lage der Graphen-Bilage ist mit einer gelben gestrichelten Linie hervorgehoben. (b) und (d) geben die Werte des  $xz$ - respektive des  $zz$ -Stresstensorelementes entlang der Graphenschicht wieder.

sagt. Die Symmetriebrechung ist aber nicht nur für eine expandierende Interlayer-Distanz gegeben, sondern auch wenn sie sich aufgrund von Druck unterhalb des Normalabstandes bewegt. Allerdings wäre hier ein Strain von mindestens  $\epsilon_{zz} > 0.5$  erforderlich. Mit der folgenden Gleichung kann der Strain  $\epsilon_{zz}$  in einen Stress  $\sigma_{zz}$  überführt werden, dessen Komponente  $c_{33}$  für Bilagen-Graphen mit 39 GPa angegeben wird:

$$\sigma_{zz} = \epsilon_{zz} c_{33} = 0.25 \cdot (39 \pm 7) \text{ GPa} = (9.75 \pm 1.75) \text{ GPa}. \quad (5.6)$$

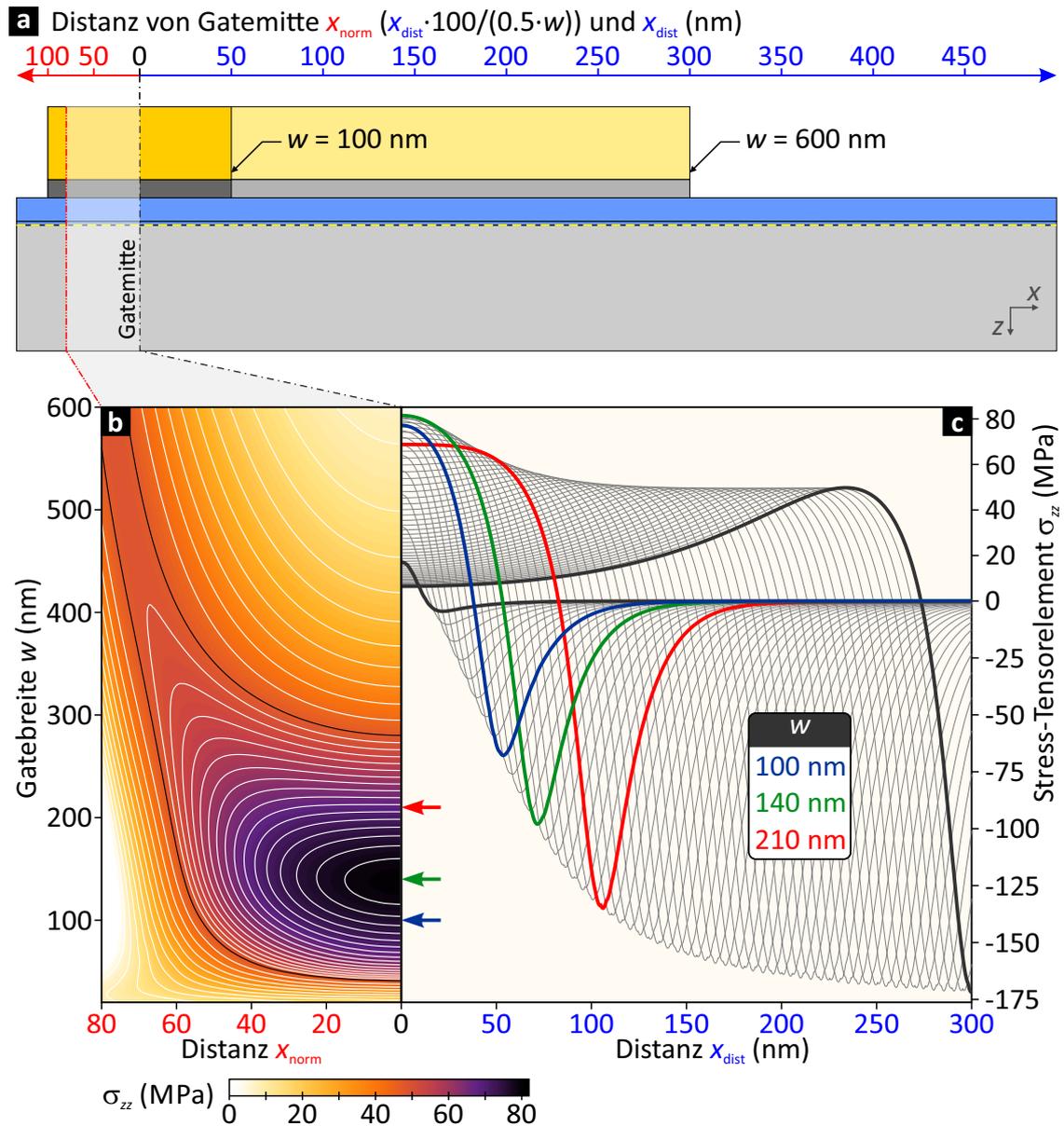
Aber nicht nur Strain senkrecht zur Bilage lässt die Möglichkeit zur Öffnung einer Bandlücke, sondern auch eine Verzerrung in Zigzag-Richtung von  $\epsilon_{\text{zigzag}} \geq 0.23$ , während eine Öffnung einer Bandlücke in Armchair-Richtung nicht möglich sein soll.

In welcher Größenordnung der vom Topgate erzeugte Stress liegt, wurde mit *COM-SOL Multiphysics*<sup>®</sup> bestimmt und kann in Abbildung 5.4 eingesehen werden. Dabei zeigen die Teilbilder (a) und (c) neben der bereits gezeigten Deformation des Topgates auch die zwei relevanten Stresskomponenten für Normal- und Scherspannung. Die Einfärbung gibt die  $xz$ -Komponente respektive die  $zz$ -Komponente des Stresses wieder, wobei die absoluten Werte in MPa der Legende entnommen werden können. Teilbild (a) zeigt die Scherspannungen in der gesamten Struktur. Die Stresswerte innerhalb der Graphenlage sind in Teilbild (b) gezeigt. Hierbei werden Werte von etwa 35 MPa erreicht. Teilbild (c) bestätigt, dass das Graphen mittig unter dem Gate eine in  $z$ -Richtung kompressive Spannung verspürt, während die Spannung im Graphen unterhalb der Gatekanten tensil vorherrscht. Der Stress entlang der Graphenlage ist in Teilbild (d) gezeigt. Während die Zugspannung etwa 70 MPa beträgt, liegt der Wert für die Druckspannung mit 75 MPa sogar noch etwas höher.

Vergleicht man die berechneten mit dem theoretisch für eine Bandlückenöffnung vorhergesagten, notwendigen Stress, so liegen diese mehrere Größenordnungen auseinander. Allerdings wurden in der theoretischen Betrachtung die Bulk-Parameter von Graphit aus Ref. [128] verwendet. Diese weichen aber unter Umständen signifikant von denen des Bilagen-Graphens ab. Eine weiterführende Untersuchung des Modells, um die experimentellen Daten besser zu verstehen, ist somit dennoch sinnvoll. Im Folgenden soll der Schwerpunkt darauf liegen, zu verstehen, wie sich die Geometrie des Topgates auf den Stress und somit auf die Verformung des Graphens ausübt. Es werden deshalb in separaten Unterkapiteln Variationen der Parameter „Gatebreite“, „Gatehöhe“ und deren Kombination betrachtet. Die Gatehöhe wird durch eine Änderung in der Goldschichtdicke erreicht, wobei die Dicke der Titanschicht mit 10 nm stets unverändert bleibt.

### 5.1.3. Variation der Gatebreite

Die Gatebreite wird zwischen 20 nm und 600 nm variiert und die Ergebnisse der Simulation bei einer Temperatur von 300 mK werden in Abbildung 5.5 aufgezeigt. Die Goldschichtdicke wurde auf 40 nm festgelegt. Teilbild (a) führt die zwei verwendeten Distanzen  $x_{\text{norm}}$  und  $x_{\text{dist}}$  ein, welche in (b) und (c) zum Verständnis benötigt



**Abbildung 5.5.:** (a) Die normierte Distanz  $x_{\text{norm}}$  (rot) besitzt am Gaterand unabhängig von der Gatebreite einen Wert von 100. Die Distanz  $x_{\text{dist}}$  (blau) gibt lediglich den horizontalen Abstand in nm von der Gatemitte wieder. In (b) und (c) ist das Stress-Tensorelement  $\sigma_{zz}$  gezeigt, wobei (b) dessen Wert in Abhängigkeit von normierter Distanz und Gatebreite darstellt. Die Konturlinien besitzen hierbei unterhalb von  $\sigma_{zz} = 48$  MPa (schwarze Konturlinie) einen Abstand von 4 MPa; oberhalb beträgt er 2 MPa. (c) zeigt Querschnitte von (b) und verdeutlicht den Stress  $\sigma_{zz}$  in Abhängigkeit von  $x_{\text{dist}}$  zur Gatemitte. Der Abstand zwischen zwei Querschnitten beträgt 10 nm, wobei Gatebreiten mit besonderem Interesse farbig hervorgehoben sind: die blaue Kurve (100 nm) entspricht der Gatebreite der realen Probe, die grüne Kurve (140 nm) weist das stärkste Maximum auf und die rote Kurve (210 nm) zeigt über einen breiten Bereich einen konstant hohen Stress.

werden. Während  $x_{\text{dist}}$  die horizontale Distanz vom Gatemittelpunkt beschreibt, ist  $x_{\text{norm}}$  als normierte Entfernung vom Gatemittelpunkt über:

$$x_{\text{norm}} = 100 \cdot \frac{x_{\text{dist}}}{0.5w}, \quad (5.7)$$

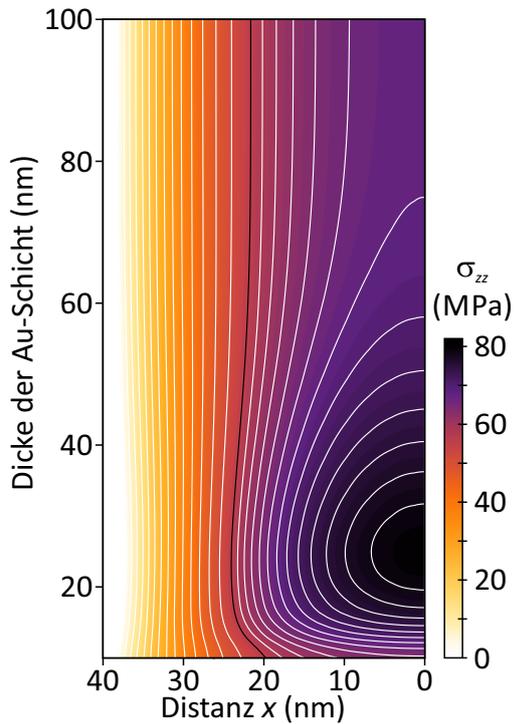
in Abhängigkeit von der Gatebreite  $w$  und der Distanz  $x_{\text{dist}}$  definiert. Sie beschreibt demnach die prozentuale Entfernung von der Gatemitte relativ zur Entfernung der Gatekante. Abbildung 5.5 (b) betrachtet somit 80 Prozent des Bereiches mittig unterhalb der Topelektrode. Im simulierten Variationsbereich besitzt die Gatebreite einen entscheidenden Einfluss auf den Stress, dessen maximaler Wert von 81.5 MPa bei einer Gatebreite von 140 nm erreicht wird und sich mittig unter dem Gate ausbildet. Betrachtet man zudem Abbildung 5.4 zeigt sich, dass die unteren Eckpunkte des Topgates die eigentlichen Stresszentren sind. Während sich das Gate aufgrund des höheren thermischen Ausdehnungskoeffizienten gegenüber dem Isolator und dem Substrat im oberen Bereich stärker zusammenziehen kann, ist es in den genannten Eckpunkten am Isolator fixiert. Dadurch entstehen Druck- und Zugmaxima, welche keulenförmig und zunehmend diagonal von diesen Fixpunkten verlaufen, so dass es im Bereich des Graphens und mittig unterhalb der Gates zur Superposition zweier Stresskeulen kommt. Man erhält einen Schnittpunkt, dessen  $z$ -Wert von der Gatebreite abhängt. Betrachtet man diesen Schnittpunkt, so liegt dieser im horizontalen Querschnitt für kleine Gatebreiten mittig unterhalb des Gates aber dennoch oberhalb der Graphenlage. Mit zunehmender Gatebreite wandert der Schnittpunkt nach unten. Der resultierende Stress innerhalb der Graphenlage nimmt dabei stetig zu, bis zu dem Punkt, an welchem der Schnittpunkt auf der Graphenlage liegt. Dieser Zustand mit absolut maximalem Stress wird bei einer Goldschichtdicke von 40 nm mit einer Gatebreite von 140 nm erreicht. Bei weiter zunehmender Gatebreite wandert der Schnittpunkt nun unter die Graphenlage, wobei innerhalb des Graphens die maximalen Stresswerte nun symmetrisch von der vertikalen Symmetrieachse des Gates weg wandern. Allerdings führt dies anfangs noch nicht zu einer Aufspaltung des Maximums, sondern vorerst neben einer Senkung seines Wertes auch zu einer gleichzeitigen Aufweitung. So kommt es bei einer Gatebreite von 210 nm zur Bildung eines Plateaus mit annähernd konstantem Druck über eine Breite von etwa 100 nm bei einem Druck von noch etwa 70 MPa. Noch höhere Gatebreiten führen dann jedoch zu einem raschen Abklingen

des Stresses mittig unterhalb des Gates. Der maximale Wert spaltet nun in zwei Maxima auf, welche innerhalb der Graphenlage symmetrisch mit den Gaterändern mitwandern. Aufgrund der immer mehr vernachlässigbaren Superposition der beiden Stresskeulen konvergiert der Wert der Maxima gegen etwa 50 MPa. Dies steht im Einklang mit den Messergebnissen der Probe P1064B-X5Y2-D1 mit einem 3  $\mu\text{m}$  breiten Crossgate (siehe Kapitel 4.3). Dabei konnte während des Einkühlens der Probe stets ein linearer Kurvenverlauf in der  $U$ - $I$ -Kennlinie beobachtet werden. Eine Stromunterdrückung hingegen zeigte sich einzig mit angelegter Gatespannung.

Die Gatebreite hat somit einen signifikanten Einfluss auf den erzeugten Stress innerhalb der Graphenlage. Ist dadurch das Öffnen einer Bandlücke möglich, so scheinen zwei Konfigurationen auf den ersten Blick besonders geeignet. Zum einen kann die Gatebreite so festgelegt werden, dass ein maximaler Druck auf die Graphenlage herrscht und das Öffnen einer Bandlücke zu einer in diesem System maximal hohen Potentialbarriere führt. Zum anderen wäre es denkbar die Breite des Gates so zu wählen, dass sich ein sehr breites Stressmaxima einstellt, wie es die Simulation für  $w = 210 \text{ nm}$  gezeigt hat. Die unterschiedliche Effizienz der beiden Konfigurationen im Experiment wurde in dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht.

### 5.1.4. Variation der Gatehöhe

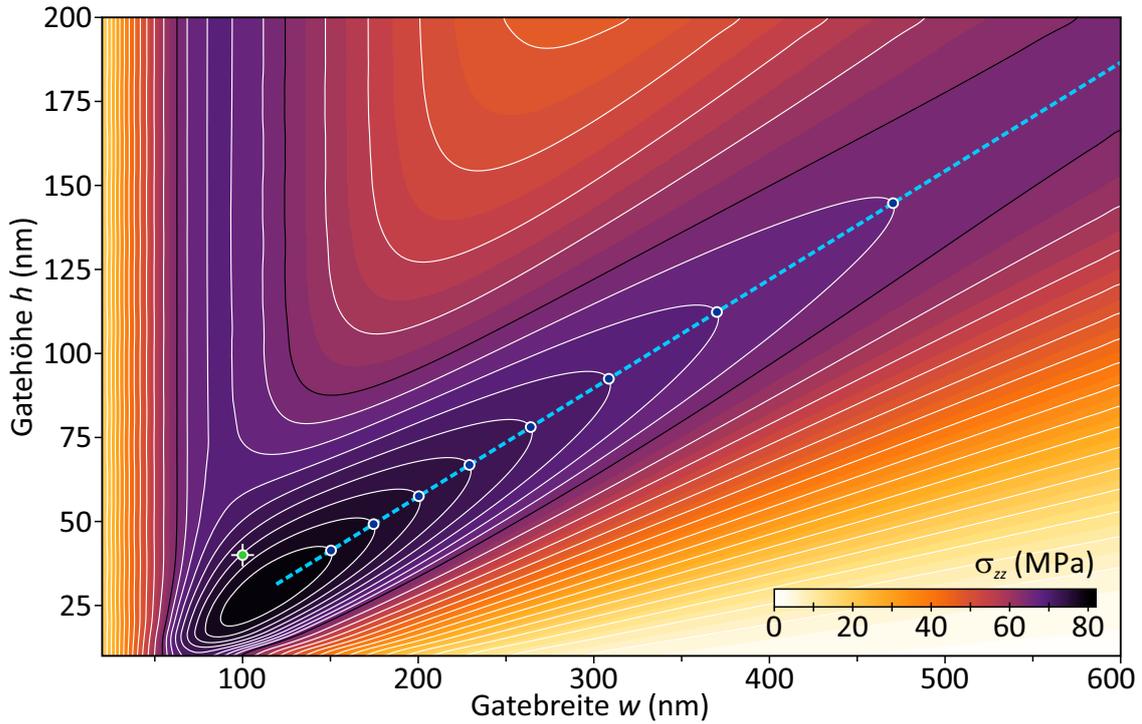
Nun soll die Gatebreite entsprechend der realen Probe bei 100 nm konstant gehalten und die Gatehöhe variiert werden, indem die Dicke der Goldschicht zwischen 10 nm und 100 nm verändert wird. Das Ergebnis der Simulation bei 300 mK ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Auch hier ist eine bedeutsame Änderung in den Stresswerten mittig unter dem Gate zu beobachten. Der Maximalwert wird bei einer Goldschichtdicke von 22 nm erreicht. Zu kleineren Schichtdicken hin läuft dieser gegen Null, wobei die Simulation zunehmend schlecht mit der Realität vergleichbar wird, da eine Goldschicht keinen homogenen Kristall darstellt, sondern vielmehr aus Clustern besteht und erst ab etwa 10 bis 15 nm eine geschlossene Schicht bildet [129]. Die Verteilung des Stresses kann deshalb in diesem Bereich nicht als homogen angenommen werden, da dieser vermutlich zum Großteil innerhalb der Cluster relaxiert. Zu den Graphenbereichen unterhalb der Gatekante hin fällt der Stress ab.



**Abbildung 5.6.:** Darstellung des simulierten Stresses am Schnittpunkt von Graphenlage und der vertikalen Symmetrieachse des Gates in Abhängigkeit vom horizontalen Abstand  $x_{\text{dist}}$  und der Dicke der auf der Titanschicht aufgetragenen Goldschicht. Die Konturlinien vom absoluten Maximum bis hin zur schwarzen Kontur besitzen einen Abstand von 2 MPa, welcher anschließend zur besseren Sichtbarkeit verdoppelt wurde.

### 5.1.5. Variation von Gatebreite und -höhe

Die Variationen von Gatebreite als auch Gatehöhe haben, wie in den vorherigen Unterkapiteln gezeigt werden konnte, einen signifikanten Einfluss auf den Stress, den das thermisch deformierte Topgate auf das darunterliegende Graphen ausübt. Deshalb soll in diesem Unterkapitel weiterführend eine Variation beider Parameter untersucht werden. Bei Betrachtung von Abbildung 5.7, welche die simulierten Stresswerte  $\sigma_{zz}$  in Abhängigkeit von Gatebreite und -höhe zeigt, findet sich ein globales Maximum von 82.9 MPa bei einer Gatebreite von 110 nm und einer Goldschichtdicke von 27.8 nm. Es finden sich darüber hinaus zwei lineare Verläufe maximalen Stresses (lila Bereiche), wodurch sich ebenso zwei Strategien ergeben, um mittels der Gategeometrien den Stress zu maximieren. Zum einen kann die Gatebreite entsprechend dem senkrechten Verlauf bei  $w \approx 87$  nm festgelegt werden, wobei eine Variation in der Gatehöhe hierbei einen minimalen Stress von 70 MPa bedeutet. Der zweiten Strategie liegt der diagonale Verlauf zugrunde, welcher in Abbildung 5.7 anhand der blau gestrichelten Geraden grafisch hervorgehoben wurde. Der Stress kann dann maximal gehalten werden, wenn die Gatehöhe  $h$  in Abhän-

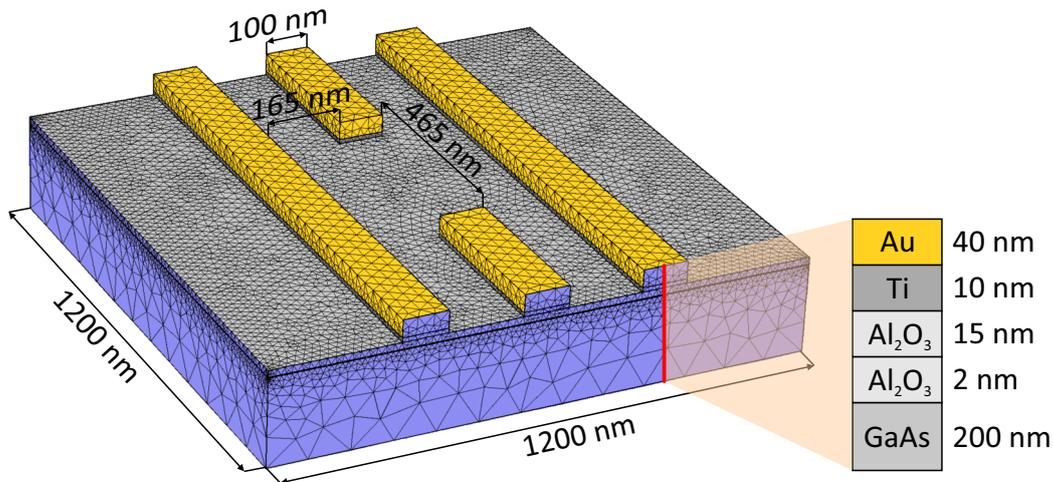


**Abbildung 5.7.:** Der Konturplot zeigt die Entwicklung des Stresses im Graphen mittig unterhalb des Topgates in Abhängigkeit von dessen Geometrie (Gatebreite  $w$  und Gatehöhe  $h$ ). Der grüne Punkt stellt die Position der realen Probe im Parameterraum dar. Die blauen Punkte beschreiben den Verlauf des Maximums (siehe Gleichung 5.8). Die Konturlinien besitzen vom Hauptmaximum bis hin zur schwarzen Konturlinie einen Abstand von 2 MPa und darüber hinaus von 4 MPa.

gigkeit von der Gatebreite  $w$  über folgende Beziehung gewählt wird:

$$h(w) = 0.3w - 7.2 \text{ nm} \quad \text{für } w \geq 110 \text{ nm.} \quad (5.8)$$

Es sei jedoch nochmals darauf hingewiesen, dass die Gatehöhe  $h$  hierbei nur der Goldschichtdicke entspricht. In Abbildung 5.7 ist zudem ersichtlich, dass der Druck auf die Graphenlage ab einer gewissen Gatehöhe konstant bleibt. Die Höhe, ab der dies der Fall ist, ist jedoch direkt proportional von der Gatebreite abhängig. Dies hängt mit den unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zusammen. Während das Gate am unteren Rand an das Isolatormaterial mit kleinerem Ausdehnungskoeffizient gebunden ist, kann es hingegen an der oberen Kante im Falle des Abkühlens stärker kontrahieren. Ab einer bestimmten Schichtdicke ist die Kontraktion an der oberen Kante vollständig möglich und das Material erreicht die der



**Abbildung 5.8.:** 3D-Modell zur Simulation des Einflusses der Topgate-Metallisierungen auf die Graphen-Bilage. Das von der FEM-Software in Dreiecke unterteilte Modell-Gitter ist sehr fein gewählt, um eine hohe Genauigkeit der Stress-Berechnungen an der Grenzschicht zwischen Substrat und Isolator zu erhalten. Die blau eingefärbten Bereiche bilden die Begrenzungsflächen des Modells.

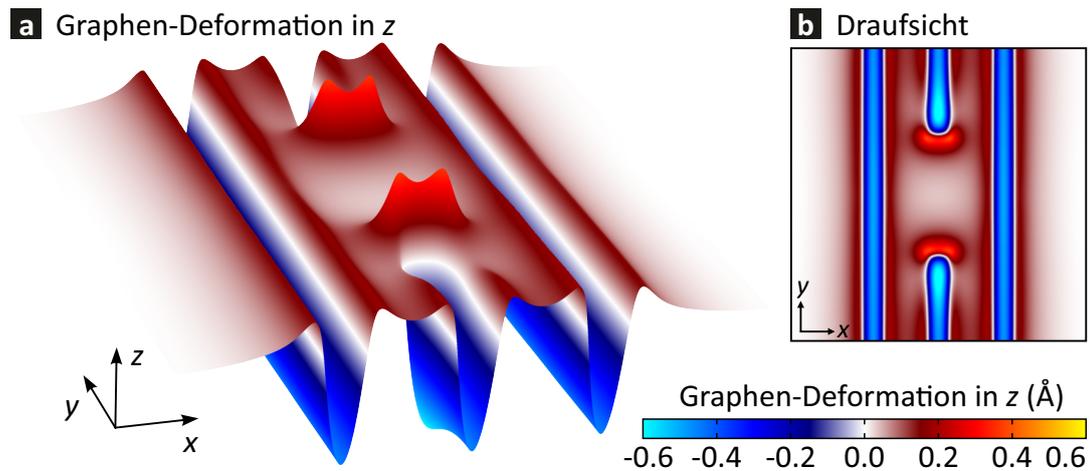
Temperatur entsprechende Ausdehnung. Über diese Gatehöhe hinaus bleibt diese folglich konstant, so dass eine weiter wachsende Goldschicht keinen Einfluss mehr auf die mechanische Verformung des Topgates und damit auf das Graphen hat. Demzufolge bleibt dann auch der Stress konstant und erreicht bei einer Gatebreite von 90 nm einen maximalen Wert von etwa 70 MPa.

## 5.2. 3D Simulationen

Es konnte im ersten Teil dieses Kapitels gezeigt werden, dass sich der Stress auf das Graphen über die Gategeometrie einstellen lässt. Um die Messergebnisse des letzten Kapitels mit den Simulationen vergleichen zu können, gilt es in diesem Teil zu untersuchen, wie sich die gesamte Topgatestruktur auf das Graphen auswirkt.

### 5.2.1. 3D Modell

In Abbildung 5.8 ist das dreidimensionale Modell dargestellt, welches als Grundlage für die folgenden Simulationen dient. Es umfasst einen  $(1200 \times 1200) \text{ nm}^2$  großen Ausschnitt der realen Probe, wobei die Topgatestruktur mittig darin aus-



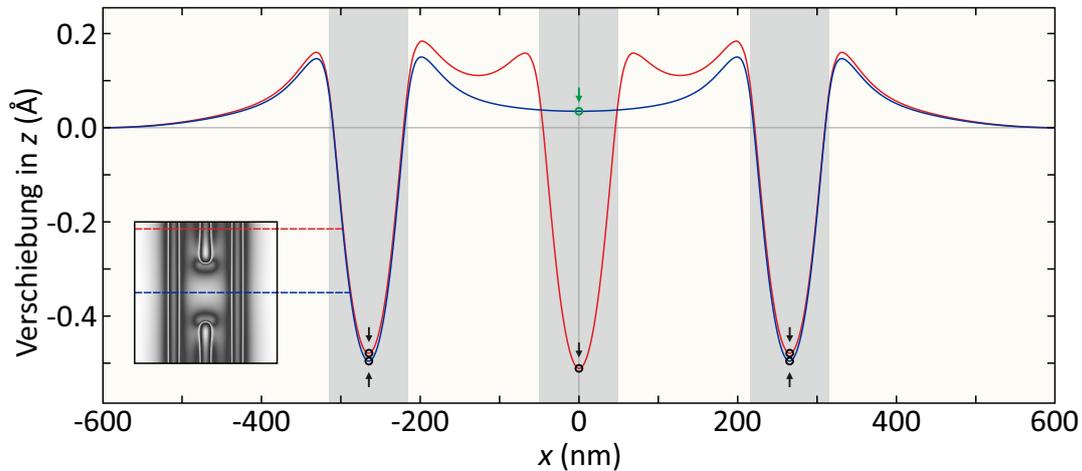
**Abbildung 5.9.:** (a) Ansicht der Deformation des Graphens (Maßstab in  $z$  um Faktor 5000 hochskaliert) unterhalb der metallischen Gates. (b) Draufsicht auf die in (a) gezeigten dreidimensionalen Simulationsergebnisse.

gerichtet ist. Dem Modell werden folgende Randbedingungen zugewiesen: Allen in Abbildung 5.8 blau eingefärbten, seitlichen Begrenzungsflächen von Substrat, Isolator und Topgates als auch der Substratgrundfläche wird eine Verformung in deren orthonormaler Richtung untersagt und es wird zudem ein Eckpunkt der Grundfläche im Raum fixiert. Somit bleibt die Möglichkeit einer thermischen Kompression und auch Expansion des Modells weiterhin bestehen und die Simulationsergebnisse können nun betrachtet werden.

### 5.2.2. Thermische Deformation der Gesamtstruktur

Nach dem Durchlaufen der einzelnen Prozesse und deren Prozesstemperaturen innerhalb der Simulation ergibt sich die thermische Deformation des Graphens durch die Topgatemetallisierung. Die dabei gewonnenen Ergebnisse sollen nun genauer betrachtet werden. Eine um den Faktor 5000 hochskalierte Darstellung dient zur besseren grafischen Veranschaulichung der vertikalen Verschiebung im Angström-Bereich und ist in Abbildung 5.9 gezeigt.

Die vertikale Verschiebung des Graphens aufgrund der Verformung unterhalb der Gates zeigt sich vergleichbar mit der im zweidimensionalen Fall, wonach das Graphen unterhalb der Gates nach unten gedrückt, jedoch an deren Rändern nach



**Abbildung 5.10.:** Darstellung der simulierten Daten entlang zweier Querschnitte des in Abbildung 5.9 gezeigten Ergebnisses. Die Lage der Querschnitte ist anhand der eingebetteten Grafik aus Abb. 5.9 (b) einsehbar. Dargestellt ist die Deformation des Graphens in  $z$ -Richtung in Abhängigkeit vom Ort  $x$ . Die rote Kurve durchläuft demnach neben den zwei äußeren Gates auch eines der Splitgates nahe am Rand des Modells. Die blaue Kurve hingegen verläuft mittig durch das Modell und damit auch durch das Zentrum der Topmetallisierung. Die eingekreisten Bereiche der Kurven wurden im Text bezüglich ihres Krümmungsradius näher untersucht.

oben gezogen wird. Allerdings befinden sich die Gates so nah aneinander, dass der Stress auf das Graphen in den Zwischenräumen direkt benachbarter Gates nicht auf Null zurückgehen kann. Hingegen ist der Abstand der äußeren Gates als auch die Distanz der Splitgates ausreichend, um im Zentrum der Topgate-Struktur einen nahezu stressfreien Bereich zu hinterlassen. Die stärkste Deformation erfährt das Graphen an den Enden der Splitgates. Durch die drei Kanten kann sich die Metallisierung aus Titan und Gold hier besonders stark zusammenziehen, wodurch das Graphen um bis zu  $0.6 \text{ \AA}$  nach unten gedrückt wird. Ist die Deformation und damit die Krümmung der Graphenoberfläche lokal ausreichend stark, so kommt es zur Symmetriebrechung und folglich zu einer Bandlückenöffnung. Dies konnte bereits theoretisch postuliert [10–12, 15] und auch schon experimentell gezeigt werden [14, 16]. Nachdem diesen Quellen konsistent ein Krümmungsradius von wenigen nm entnommen werden kann, gilt es die Krümmungsradien aus den vorliegenden Simulationsdaten zu bestimmen und danach zu vergleichen.

Hierzu werden die Werte entlang zweier Querschnitte entnommen. Während der

erste durch die Mitte der Topmetallisierung führt und dabei die zwei Crossgates schneidet, wird der zweite in  $y$  bis nahe an den Rand des Modells parallelverschoben und schneidet somit zusätzlich eines der Splitgates. Beide Kurven sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Die stärksten Krümmungen sind dabei mittig unterhalb der Gates (siehe schwarze Kreise in Abb. 5.10) zu finden. Zu Vergleichszwecken wird ebenfalls die Krümmung des Graphens im Zentrum der Topmetallisierung untersucht (siehe grüner Kreis in Abb. 5.10). Es werden jeweils parabolische Ausgleichskurven der Form  $f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c$  bestimmt und der Krümmungsradius mittels folgender Formel in Abhängigkeit von  $x$  berechnet:

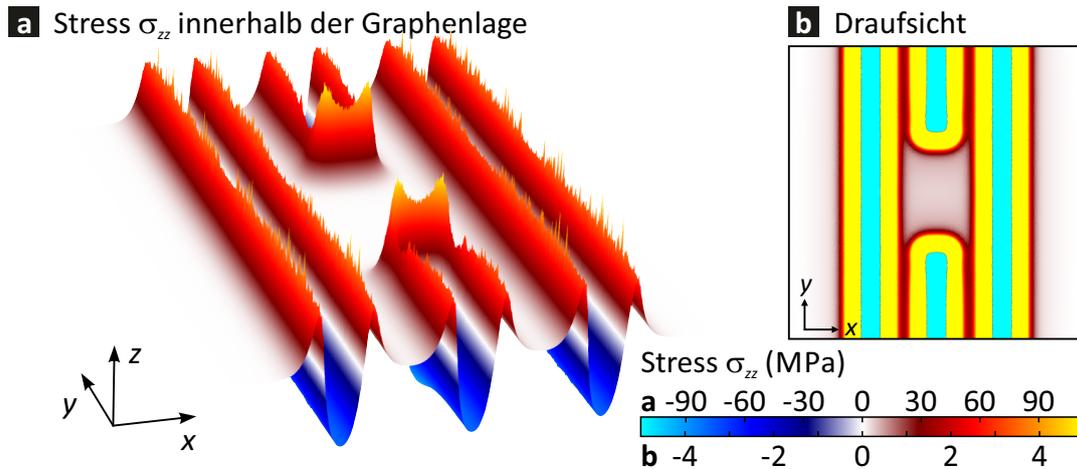
$$\rho(x) = \left| \frac{(1 + f'(x)^2)^{\frac{3}{2}}}{f''(x)} \right|. \quad (5.9)$$

Anschließend wird das Minimum mit  $\rho'(x) = 0$  gesucht und der sich ergebende  $x$ -Wert in die obige Formel eingesetzt. Der detaillierte Rechenweg, die ermittelten Funktionen und die daraus bestimmten Radien können samt Fehlerbetrachtung im Anhang A.5 nachgeschlagen werden. Unterhalb des Splitgates weist das Graphen den kleinsten Krümmungsradius auf. Dieser beträgt  $\rho_{\min} = (19.312 \pm 0.005) \mu\text{m}$  und ist damit mehrere Größenordnungen entfernt von denen, die in Mono- und Bilagen-Graphen entsprechend der zuvor angeführten Referenzen zu einer Bandlückenöffnung führen sollten.

Betrachtet man die Deformation des Graphens unterhalb der Gatekante, so zeigt sich die bereits angesprochene Anhebung des Graphens. Dieser Effekt überlagert sich bei direkt benachbarten Gatekanten, so dass auch das dazwischen liegende Graphen diese Anhebung spürt. Einzig im Bereich zwischen den Splitgates befindet sich nahezu undeformiertes Graphen mit dem Krümmungsradius  $\rho = (4.3792 \pm 0.0007) \text{mm}$ . Im folgenden Unterkapitel soll nun der Stress der gesamten Graphenbilage betrachtet und die Ergebnisse mit denen des zweidimensionalen Modells verglichen werden.

### 5.2.3. Mechanischer Stress auf das Graphen

Wie bereits eingangs des Kapitels erklärt wurde, geht mit dem Stress eine Deformation einher, welche zuletzt für den dreidimensionalen Fall betrachtet wurde.



**Abbildung 5.11.:** (a) Darstellung des mittels 3D Modell simulierten Stresses  $\sigma_{zz}$  innerhalb der Graphenbilage. (b) zeigt eine Draufsicht auf (a) mit geänderten Grenzwerten zur Verdeutlichung, dass unterhalb des Zentrums der Topmetallisierung der Stress  $\sigma_{zz}$  annähernd Null ist, wohingegen er zwischen äußeren und inneren Gates erhöht ist.

Nachfolgend soll nun der Stress simuliert werden, welcher bei ausreichender Stärke zur Öffnung einer Bandlücke führen und somit als Kriterium für die im experimentellen Teil dieser Arbeit beobachteten Transportlücken herangezogen werden kann.

Abbildung 5.11 zeigt den Stress, den die Graphenlage aufgrund der Abkühlung der Gesamtstruktur erfährt. Die erste Erkenntnis liegt darin, dass der Stress direkt proportional zur Deformation ist. Je größer also die thermische Verformung, desto größer ist auch der verursachte Stress innerhalb des Körpers. Über das Elastizitätsmodul sind diese beiden Größen miteinander verbunden (siehe Gleichung 5.6). Teilbild (a) zeigt die simulierten Stresswerte  $\sigma_{zz}$  des dreidimensionalen Modells innerhalb des Graphens und ist konsistent mit den Werten des zweidimensionalen Modells. In diesem konnte jedoch der Einfluss der Enden der Splitgates nicht betrachtet werden. Ähnlich wie bei der zuvor untersuchten Deformation, zeigt sich, dass der Stress hier seine Maximalwerte erreicht. Zum einen wird das Graphen an den zwei Eckpunkten des Splitgates am stärksten nach oben gezogen und erfährt somit die höchste Zugspannung von etwa 113 MPa. Zum anderen ist ebenfalls nahe des Splitgateendes die stärkste Druckspannung von 100 MPa im Graphen berechnet worden, was darauf zurückzuführen ist, dass die Kontraktion des Gatematerials

hier besonders begünstigt ist. Da es den Anschein erweckt, dass der Stress neben der zentralen Region der Topgatemetallisierung ebenfalls zwischen den inneren und äußeren Gates auf Null zurückgeht, wird im Teilbild (b) eine Draufsicht von (a) mit bedeutend kleineren Grenzen gezeigt. Dies verdeutlicht, dass der Stress nur unterhalb des Zentrums der Topgatemetallisierung als annähernd Null betrachtet werden darf. Somit deckt sich das Ergebnis dieser Simulation mit den Erwartungen aus den Experimenten bezüglich der Lage des Quantenpunkts.

### 5.3. Vergleich verschiedener Materialsysteme

Die bisher gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass es sich bei der Ursache für den Stress im Graphen um thermische Effekte handelt, die unter anderem auf die thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  der beteiligten Materialien zurückzuführen sind. Somit sollte auch eine Materialabhängigkeit vorliegen, welche in diesem Teil des Kapitels untersucht wird. In den Mittelpunkt soll neben Titan und Gold als Gatematerial auch Aluminium und Zink rücken, neben GaAs als Substratmaterial auch Si mit  $\text{SiO}_2$ . Denn Si ist ein weitaus verbreiteteres Substrat für Devices aus exfoliiertem Graphen und so wurden auch bereits Topgates ähnlicher Dimensionen verwendet [13, 21, 22, 78, 130, 131]. In diesen konnten zwar auch Transportlücken gesehen werden, allerdings sind diese mit starken elektrischen Feldern durch eine Doppel-Gatestruktur erzeugt. Die Messdaten im Rahmen dieser Arbeit zeigen jedoch, dass die Transportlücke bereits zu sehen ist, wenn noch keinerlei Spannungen an den Gates anliegen. Sollte der Stress hierfür die Ursache sein, so müsste er demzufolge in Silizium um Größenordnungen kleiner ausfallen.

Die Untersuchung, ob und in welchem Ausmaß sich der Stress weiter maximieren lässt, soll der Einfachheit halber im zweidimensionalen Fall durchgeführt werden. Als Materialsysteme werden neben dem bisherigen Titan mit Gold auch Aluminium und Zink mit und ohne Titan verwendet, wie auch Titan und Gold allein. Nach einer ersten Abschätzung sollte der Stress für Zink ohne Titan am stärksten sein, da es den höchsten Wert für  $\alpha$  besitzt. Für jede Kombination wurde eine Variation von Gatebreite und Gatehöhe durchgeführt, um das absolute Maximum zu bestimmen. Die erhaltenen Werte können in Tabelle 5.2 eingesehen werden. Es zeigt

Substratmaterial		GaAs	Si + SiO <sub>2</sub>
Gate-Materialsystem	$\alpha$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	$\sigma_{zz,max}$ (MPa)	$\sigma_{zz,max}$ (MPa)
Titan (10 nm) + Gold (40 nm)	s.u.	81.84	74.68
Titan (10 nm) + Aluminium (40 nm)	s.u.	122.58	112.28
Titan (10 nm) + Zink (40 nm)	s.u.	147.20	132.48
Titan (50 nm)	8.6	57.01	51.26
Gold (50 nm)	14.2	76.86	69.41
Aluminium (50 nm)	23.0	118.48	107.60
Zink (50 nm)	36.0	149.56	134.45

**Tabelle 5.2.:** Vergleich der maximalen Stresswerte  $\sigma_{zz}$  für verschiedene Gate- und Substratmaterialien. Die den Werten hinterlegten Farbbalken sollen dessen Wert relativ zum Maximalwert visualisieren.

sich zusammenfassend, dass der von den Gates erzeugte Stress nahezu unabhängig vom verwendeten Substrat ist, wenngleich er in GaAs stets ein wenig höher liegt. Demnach scheint der Stress allein nicht der Grund für die experimentelle Beobachtung einer Transportlücke zu sein. Eine Materialeigenschaft, die das SiO<sub>2</sub> mit GaAs jedoch nicht teilt, ist die Piezoelektrizität, denn es wird typischerweise durch thermische Oxidation erzeugt und ist damit amorph. Mittels des Piezoeffektes können lokale Verspannungen ihrerseits lokale elektrische Felder induzieren [132, 133], welche wiederum bei ausreichender Stärke in der Lage sind, die Symmetrie zu brechen und somit eine Bandlücke zu öffnen. Entsprechend soll nun im nächsten Unterkapitel untersucht werden, in welcher Größenordnung die piezoelektrischen Felder aufgrund des bisher simulierten Stresses liegen.

## 5.4. Piezoelektrizität in GaAs

Die Simulation wird nun dahingehend angepasst, dass die drei bisher verwendeten Module *Solid Mechanics* durch *Piezoelectric Devices* ausgetauscht werden. Hierbei können die Materialien des Modells den Untergruppen *Linear Elastic Material* und *Piezoelectric Material* entsprechend ihrer piezoelektrischen Eigenschaften zugeordnet werden, wobei einzig das GaAs in die zweite Gruppe aufgenommen wird. Auch werden die bisherigen Temperaturänderungen und Randbedingungen verwendet und der jeweils berechnete Stress wird als Initialwert dem nächsten Modul als Berechnungsgrundlage übergeben. Die Simulation und damit die Anwendung der

linearen Elastizitätstheorie fordert genügend kleine Deformationen sowie ein elastisch isotropes piezoelektrisches Material. Da der Stress hauptsächlich unterhalb der Gatekanten erzeugt wird, muss die Ausdehnung der Gates in  $y$ -Richtung größer sein als in  $x$ , um die Betrachtung auf zwei Dimensionen reduzieren zu können. Simuliert wurde das elektrische Verschiebungsfeld  $\mathbf{D}$ , welches wie folgt mit dem elektrischen Feld in Beziehung steht:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (5.10)$$

$\mathbf{D}$  elektrisches Verschiebungsfeld,  
 $\epsilon_0$  elektrische Feldkonstante,  
 $\mathbf{E}$  elektrisches Feld,  
 $\mathbf{P}$  Polarisation.

Die Polarisation in einem homogen linear isotropen Dielektrikum kann beschrieben werden durch:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \chi = \epsilon_r - 1, \quad (5.11)$$

$\chi$  elektrische Suszeptibilität,  
 $\epsilon_r$  relative Permittivität.

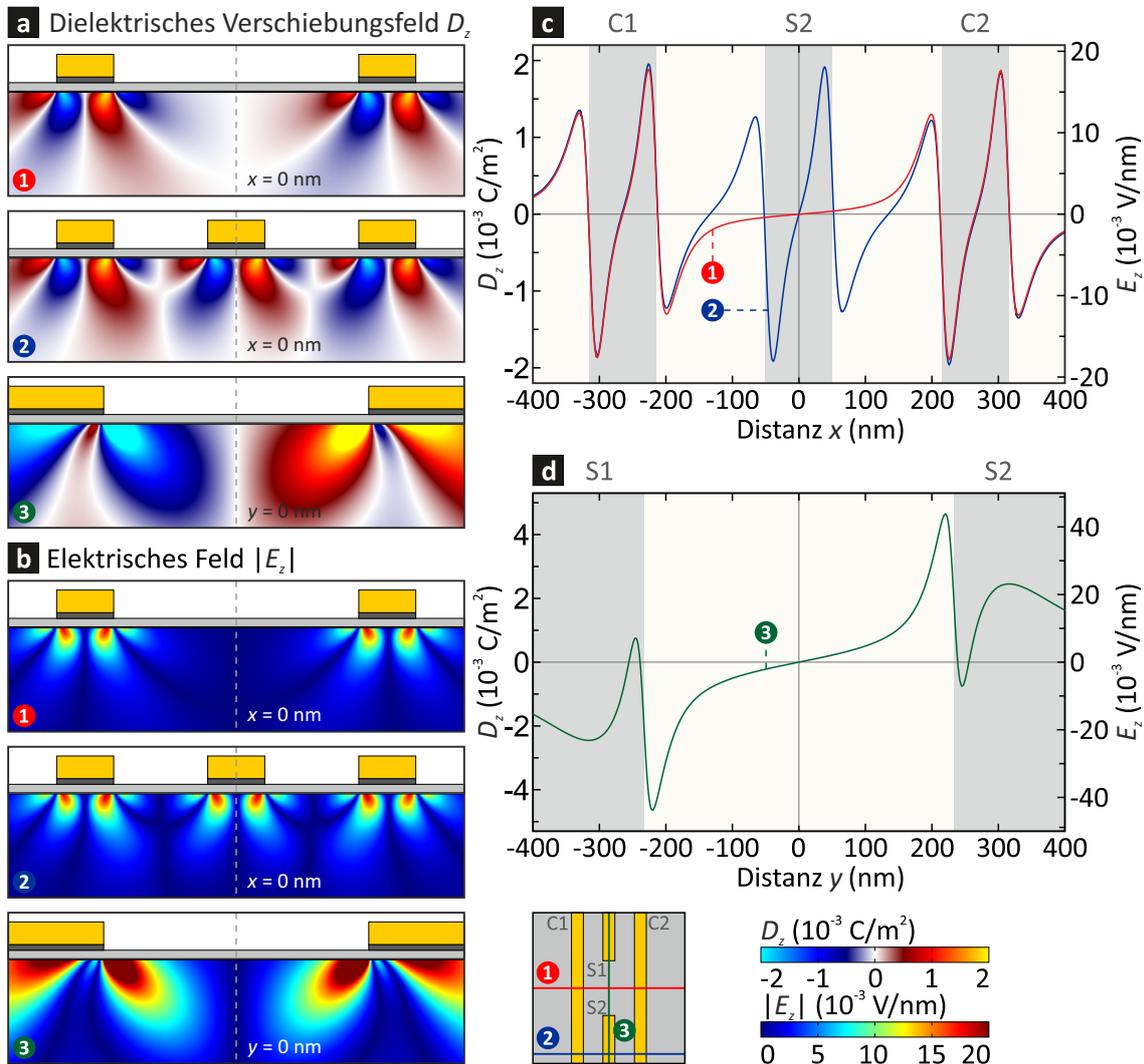
Somit folgt für das elektrische Verschiebungsfeld  $\mathbf{D}$ :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (5.12)$$

$$= \epsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E}, \quad (5.13)$$

$$= \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}. \quad (5.14)$$

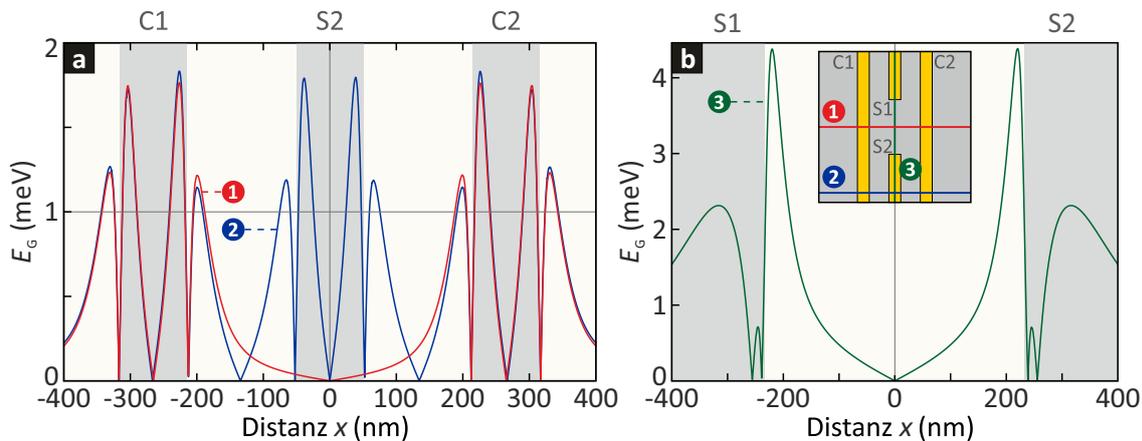
Aufgrund der Tatsache, dass nur ein senkrecht zum Graphen angelegtes elektrisches Feld eine Bandlücke öffnen kann, wird im weiteren Verlauf nur die  $z$ -Komponente der Felder  $\mathbf{D}$  und  $\mathbf{E}$  betrachtet. Die Simulation liefert nun die in Abbildung 5.12 gezeigten Ergebnisse. Die Teilbilder zeigen jeweils die simulierten Daten entlang drei gewählter Querschnitte, welche in der Draufsicht auf die Struktur verdeutlicht werden. Demnach verläuft Querschnitt 1 mittig durch das Zentrum zwischen den Splitgates, wohingegen Querschnitt 2 entlang des Modellrands gelegt wurde. Um den in Querschnitt 1 fehlenden Einfluss der Splitgates evaluieren zu können, wur-



**Abbildung 5.12.:** Zweidimensionale Simulationen zum piezoelektrischen Effekt in GaAs. Die Darstellungen beziehen sich jeweils auf drei ausgewählte Querschnitte in der  $x$ - $z$ - als auch  $y$ - $z$ -Ebene durch das Modell entlang der roten, blauen und grünen Linie in der gezeigten unteren Device-Draufsicht. (a) zeigt das berechnete elektrische Verschiebungsfeld  $D_z$  für alle Querschnitte. In (b) ist der für die Öffnung einer Bandlücke relevante Absolutwert des elektrischen Feldes  $|E_z|$  dargestellt, welcher über die Beziehung  $D_z = \epsilon_0 \epsilon_r E_z$  bestimmt wurde. Die in der Graphenbilage resultierenden Felder  $D_z$  und  $E_z$  sind für die Querschnitte 1 und 2 in (c) und für den Querschnitt 3 in (d) gezeigt, wobei die eingefärbten grauen Hintergründe die Lage der Gates verdeutlichen soll.

de Querschnitt 3 ebenfalls durch das Zentrum der Topgatemetallisierung jedoch entlang der Splitgatesymmetrieachse gelegt. In Teilbild (a) beschreibt die Einfärbung der Struktur die  $z$ -Komponente des elektrischen Verschiebungsfeldes  $D_z$  innerhalb des piezoelektrischen Substrats für die drei definierten Querschnitte. Die Gatekanten erzeugen hierbei im Substrat die höchsten Werte, die mit zunehmender Entfernung abklingen, so dass die Werte im Bereich zwischen den beiden äußeren Gates in Querschnitt 1 vernachlässigbar klein werden. Betrachtet man hingegen Querschnitt 2, wo sich genau dort eines der beiden Splitgates befindet, können nun nur noch sehr schmale Abschnitte mit vernachlässigbarer elektrischer Verschiebung gefunden werden. Querschnitt 3 zeigt einen signifikant größeren Einfluss der Splitgates, wobei nicht nur die elektrische Verschiebung selbst doppelt so hohe Werte annimmt, sondern auch die Reichweite im Substrat sehr viel höher ist. Aber auch hier ist  $D_z$  mittig zwischen den Gates aufgrund des Vorzeichenwechsels praktisch Null, wonach der Einfluss der Splitgates auf den Querschnitt 1 vernachlässigt werden kann. Legt man das Hauptaugenmerk auf die Graphenlage, so erhält man den in den Teilbildern (c) und (d) gezeigten Verlauf für die Querschnitte 1 und 2, respektive für Querschnitt 3. Die im Hintergrund eingefärbten grauen Bereiche verdeutlichen dabei die Lage der Gates. Da die elektrische Verschiebung  $D_z$  mittels Gleichung 5.14 in ein elektrisches Feld  $E_z$  überführt werden kann und diese direkt proportional über den Proportionalitätsfaktor  $\epsilon_0\epsilon_r$  verknüpft sind, kann in (c) und (d) ebenfalls die  $z$ -Komponente des erzeugten elektrischen Feldes abgelesen werden. Es ist demnach festzuhalten, dass im Zentrum der Topgatemetallisierung innerhalb des Graphens über einen größeren Bereich keine Bandlücke aufgrund des verhältnismäßig schwachen elektrischen Feldes geöffnet werden kann. Hingegen unterhalb der Gatekanten und zwischen den Gates des Querschnitts 2 wird dieser durch die starken Anstiege im Kurvenverlauf stark eingeschränkt. Teilbild (b) zeigt die Absolutwerte der aus (a) mittels Gleichung 5.14 resultierenden elektrischen Felder  $E_z$  für die Betrachtung der lokalen Öffnung einer Bandlücke im Graphen.

Die Bandlückenöffnung als direkte Folge eines senkrecht zum Graphen angelegten elektrischen Feldes  $E_z$  wird durch Raza und Kan [104] als auch Zhang *et al.* [21] im Detail betrachtet. Die Bandlücke in Abhängigkeit des dielektrischen Verschiebungsfeldes zeigt dabei für  $D_z \leq 1 \text{ V nm}^{-1}$  einen annähernd linearen Verlauf, wobei  $D_z = 1 \text{ V nm}^{-1}$  einer Bandlücke von  $E_G = 100 \text{ meV}$  entspricht. Somit ergeben



**Abbildung 5.13.:** Basierend auf den piezoelektrischen Feldern aus Abbildung 5.12 und den Referenzen [21, 104] sind die berechneten Bandlücken in (a) für die Querschnitte parallel zur Stromtransportrichtung und in (b) senkrecht dazu aufgeführt. Die Lage der Querschnitte kann dem in (b) eingebetteten Ausschnitt der schematischen Draufsicht des Modells entnommen werden.

sich in der Stromtransportrichtung (siehe Abb. 5.13 (a)) Maximalwerte von etwa 1.8 meV und senkrecht dazu (siehe Abb. 5.13 (b)) sogar über 4 meV. Die Ladungsträger finden somit abhängig von der Fermieenergie  $E_F$  mehrfach Potentialbarrieren entsprechend der Anzahl der Gatekanten vor. Die Ausbildung eines Quantenpunktes und dessen Lage steht mit den experimentellen Ergebnissen somit im Einklang.

Eine analoge Betrachtung des 3  $\mu\text{m}$  breiten Topgates der Probe P1064B-X5Y2-D1 zeigt einen vierfach geringeren Maximalwert für das elektrische Feld und damit eine entsprechend geringe Bandlückenöffnung. Diese scheint jedoch nicht stark genug zu sein, um einen hochresistiven Bereich unterhalb des breiten Gates auszubilden. Der in dieser Probe selbst bei tiefen Temperaturen zu beobachtende lineare Verlauf in der  $U$ - $I$ -Kennlinie deutet auf einen weiterhin metallischen Transportmechanismus hin. Entgegen der Proben mit nanoskalierten Topgates lässt sich dieser nicht mit einem thermisch aktivierten Transport über lokalisierte Zustände beschreiben.

## 5.5. Zusammenfassung

Die gewonnenen Resultate der Simulationen werden nun mit den Messergebnissen der realen Proben aus dem vorherigen Kapitel verglichen. Dabei ist festzuhal-

ten, dass die einzelnen Prozesstemperaturen sowie die starke Temperaturdifferenz durch das Abkühlen der Probe hin zur Messtemperatur einen entsprechend hohen Stress innerhalb der Struktur verursachen. Hierbei haben sich die sehr schmalen und dünnen Gates als besondere Stresszentren herauskristallisiert, wodurch diese lokal auf das Graphen wirken. Bei genügend hohem Ausmaß kann der Stress zu einer Bandlückenöffnung führen. Dieser Aspekt wurde deshalb mittels Simulationen überprüft. Es zeigte sich jedoch, dass der Stress allein die beobachteten Transportlücken nicht erklären kann. Denn die simulierten Werte in Graphen sind auf GaAs größenordnungsmäßig vergleichbar mit denen auf Si-Wafern mit thermisch oxidierte Oberfläche. Auf letzterem konnte die Ausbildung einer Bandlücke aber bisher nicht beobachtet werden. Jedoch erzeugt der Stress im verwendeten piezoelektrischen GaAs-Substrat eine dielektrische Verschiebung, woraus ein starkes lokales elektrisches Feld resultiert. Zu dessen  $z$ -Komponente konnte dann lokal eine Bandlücke im Bilagen-Graphen zugeordnet werden. Die in den Proben beobachteten Transportlücken lassen sich demnach durch eine Kombination aus dem erzeugten Stress der Topgates und einem im GaAs stress-induzierten piezoelektrischen Feld überzeugend erklären. Unterhalb der Steuerelektroden ist der Stress und damit das piezoelektrische Feld ausreichend groß, um lokale hochresistive Bereiche zu bilden. Der dort vorherrschende Transportmechanismus kann mit dem *Nearest Neighbour Hopping* beschrieben werden. Die Nähe der Gates zueinander sorgt zudem dafür, dass innerhalb der Graphenschicht einzig im Zentrum der Topgatestruktur ein quasi stressfreier Bereich zurückbleibt. Die aufgeführten Gründe bieten somit die Grundlage für die Ausbildung eines Quantenpunktes im Zentrum der Topgatestruktur. Die im Experiment betrachteten kapazitiven Kopplungen der Gates an den Transportkanal unterstützen dieses Ergebnis.

Da der Stress aus der Gategeometrie resultiert, ist es möglich diesen durch Variation von Gatebreite, -höhe und -abstand in seiner Größe zu beeinflussen. Eine Möglichkeit den Stress zu maximieren, liegt in der Wahl der verwendeten Materialien. Ein hoher Gradient in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Materialien oberhalb des Graphens beeinflusst das Ergebnis zudem positiv.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein substratgebundener Quantenpunkt in Graphen realisiert werden. Die dafür nötige Beschränkung des zweidimensionalen Elektronengases in Graphen hin zu einem nulldimensionalen Quantenpunkt bedarf jedoch einer entsprechenden Potentiallandschaft. Aufgrund der fehlenden Bandlücke in Graphen stellt dies aber eine große Herausforderung dar. Eine Möglichkeit, um dennoch eine Bandlücke zu öffnen, bietet der Feldeffekt in Bilagen-Graphen. Diese Methode stellte den Ausgangspunkt der hier vorliegenden Arbeit, weshalb ein dotierter GaAs-Wafer verwendet wurde, welcher als Backgate fungiert. Vor der Exfoliation von Bilagen-Graphen wird somit ein Dielektrikum benötigt, um eine elektrische Isolation zu schaffen. Da Graphen auf GaAs unter dem optischen Mikroskop zudem einen sehr schlechten Kontrast aufweist, wurde als Dielektrikum ein undotierter Bragg-Spiegel verwendet. Auf dem Graphen wurde eine 17 nm dünne  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht aufgebracht und anschließend die Topgatemetallisierung. Diese besteht aus vier 100 nm schmalen Crossgates, welche im Abstand von 165 nm zwei ebenfalls 100 nm schmale Splitgates mittig einschließen, deren Lücke 465 nm beträgt. Durch das Anlegen von externen Spannungen an die vorhandenen Gates war somit ein lokales Öffnen der Bandlücke in Graphen beabsichtigt, um demnach einen Quantenpunkt im Zentrum der Topgatemetallisierung zu erhalten.

Es zeigte sich jedoch auch ohne angelegter Gatespannungen eine mit sinkender Temperatur größer werdende Nichtlinearität in der  $U$ - $I$ -Kennlinie, welche unterhalb von 500 mK sogar zu einer vollständigen Stromunterdrückung bei kleinen Biasspannungen führte. Die sich dann bei 75 mK ergebende Transportlücke weist eine Größe von etwa 10 meV auf und konnte wegen der fehlenden Spannungen an den Gates nicht durch von ihnen ausgehende elektrische Felder erklärt werden. Untersuchungen des Transportmechanismus deuten auf ein thermisch aktiviertes *Nearest Neighbour Hopping* über lokalisierte Zustände unterhalb der Topgates hin. Dies

wird auch durch Betrachtungen einzelner Gates und deren gemeinsamer und vergleichbarer kapazitiver Kopplung an den Transportkanal bekräftigt. Im betrachteten Gatespannungsbereich war aber kein nennenswerter Einfluss auf die Breite der Transportlücke möglich. Dementsprechend wurde die Messtemperatur auf 550 mK angehoben. Bei dieser neu eingestellten Temperatur konnten dann reproduzierbare Coulomb-Blockade-Oszillationen sowie klare, wenn auch thermisch aufgeweichte Coulomb-Diamantstrukturen beobachtet und detailliert untersucht werden. Deren Analyse ergab die Charakteristik eines Quantenpunktes im Zentrum der Topmetallisierung mit einem bezüglich des Topgatedesigns konsistentem Durchmesser. Die Position des Quantenpunktes ist über die Kopplungsverhältnisse der Gates an den Transportkanal im Zentrum der Topmetallisierung bestimmt worden. Das Auftreten der Transportlücke auch ohne angelegte Gatespannungen wurde mit Hilfe von Simulationen weitergehend untersucht.

Hierbei standen die mechanischen Deformationen der Topgates aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien im Mittelpunkt. Es konnte gezeigt werden, dass das Abkühlen der Probe zu konkaven Verformungen der Topgates und somit zu Zug- und Druckstress im Graphen und dem darunter liegenden Substrat führt. Der Stress ist dabei abhängig von Breite und Höhe der Gates. Betrachtet man ein einzelnes Gate bestehend aus 10 nm dünnem Titan und einer variablen Goldschichtdicke, so erhält man innerhalb der Graphenschicht einen maximalen kompressiblen Stress von 82.9 MPa bei einer Gatebreite von 110 nm und einer Goldschichtdicke von 27.8 nm. Der Stress ist somit für nanoskalierte Gates am höchsten. Vergleiche des zu erwartenden Stresses mit theoretisch vorhergesagten Werten für eine Bandlückenöffnung belegen jedoch, dass der Stress allein nicht ausreicht, um die beobachtete Transportlücke zu erklären. Dies konnte allerdings mit einer weiterführenden Betrachtung des piezoelektrischen Substrats erzielt werden. Der Stress der nanoskalierten Topgates induziert demnach piezoelektrische Felder, deren Stärke eine ausreichend hohe Bandlückenöffnung hervorrufen. In den somit erzeugten hochresistiven Bereichen unterhalb der Gates ist das bereits erwähnte *Nearest Neighbour Hopping* über lokalisierte Zustände der dominierende Transportmechanismus. Dieser führt mit sinkender Proben temperatur zu der beobachteten Transportlücke in den  $U$ - $I$ -Kennlinien. In einem Kontrolldevice mit 3  $\mu\text{m}$  breitem Topgate blieb hingegen der lineare Kurvenverlauf selbst bei 550 mK noch

---

erhalten. Die Ausbildung hochresistiver Bereiche wurde bei dieser Gategeometrie somit nicht beobachtet. Darüber hinaus zeigte die thermisch bedingte, mechanische Verformung der nanoskalierten Topgates einzig im Zentrum der Topgatemetallisierung einen quasi stressfreien Bereich. Genau dieser Bereich ist es, der experimentell als Lage des Quantenpunktes bestimmt werden konnte. Das Topgatedesign definiert somit die Größe und Position des Quantenpunktes innerhalb des Graphens. Allerdings wird über die Geometrie und dem resultierenden Stress auch der Temperaturbereich vorgegeben, in welchem zur Beobachtung von Coulomb-Blockade-typischen Rautenstrukturen eine ausreichende Leitfähigkeit vorliegt. Diese Limitierung sollte aber entsprechend der Simulationsergebnisse durch Anpassungen in den Gategeometrien und in der Wahl der Materialien individuell eingestellt oder gar erweitert werden können.

Die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Simulationsergebnisse könnten als Grundlage für zukünftige Experimente weiter genutzt werden. Neben der experimentellen Untersuchung verschiedener Gateanordnungen wären auch Konstellationen von Gatematerialien mit unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Interesse. Da der Piezoeffekt in diversen Kristallen auftritt, wäre ebenfalls eine Betrachtung verschiedener Substrate mit unterschiedlichen piezoelektrischen Konstanten erstrebenswert. Diese sind meist dielektrisch und erweisen sich somit beispielsweise auch geeignet als Substrat für integrierte Schaltkreise aus zukünftigen Graphen-basierten Einzelelektronentransistoren. Ein besonderer Vorteil für ein solches Bauelement in Bezug auf die vorgestellte Methode zur Erzeugung eines Quantenpunktes liegt darin, dass die durch mechanische Verspannungen erzeugten piezoelektrischen Felder eine spannungsunabhängige Potentiallandschaft im Graphen hervorbringen. Die Gatespannungen müssen somit nicht erst über den Feldeffekt eine Bandlückenöffnung erzeugen und könnten entsprechend klein gehalten werden. Zusammengefasst ermöglichen die Ergebnisse dieser Arbeit eine neue Methode der effizienten Modifikation der elektrischen Eigenschaften von Graphen über die Kombination von mechanischem Stress und der Piezoelektrizität mit vielfältigen zukünftigen Anwendungsmöglichkeiten.



# A. Anhang

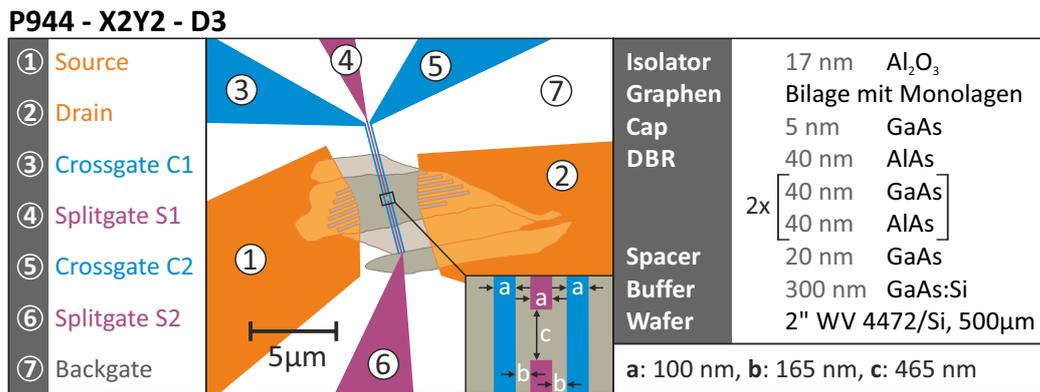
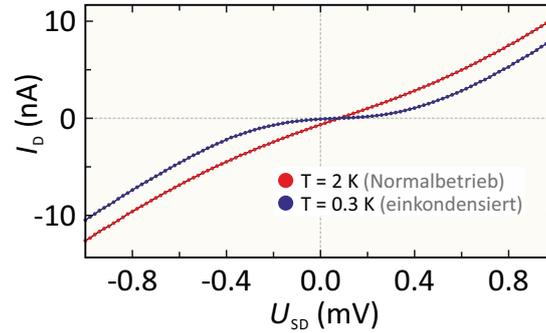


Abbildung A.1.: Layout und Details zur Probe P944-X2Y2-D3.

## A.1. Messergebnisse der Probe P944-X2Y2-D3

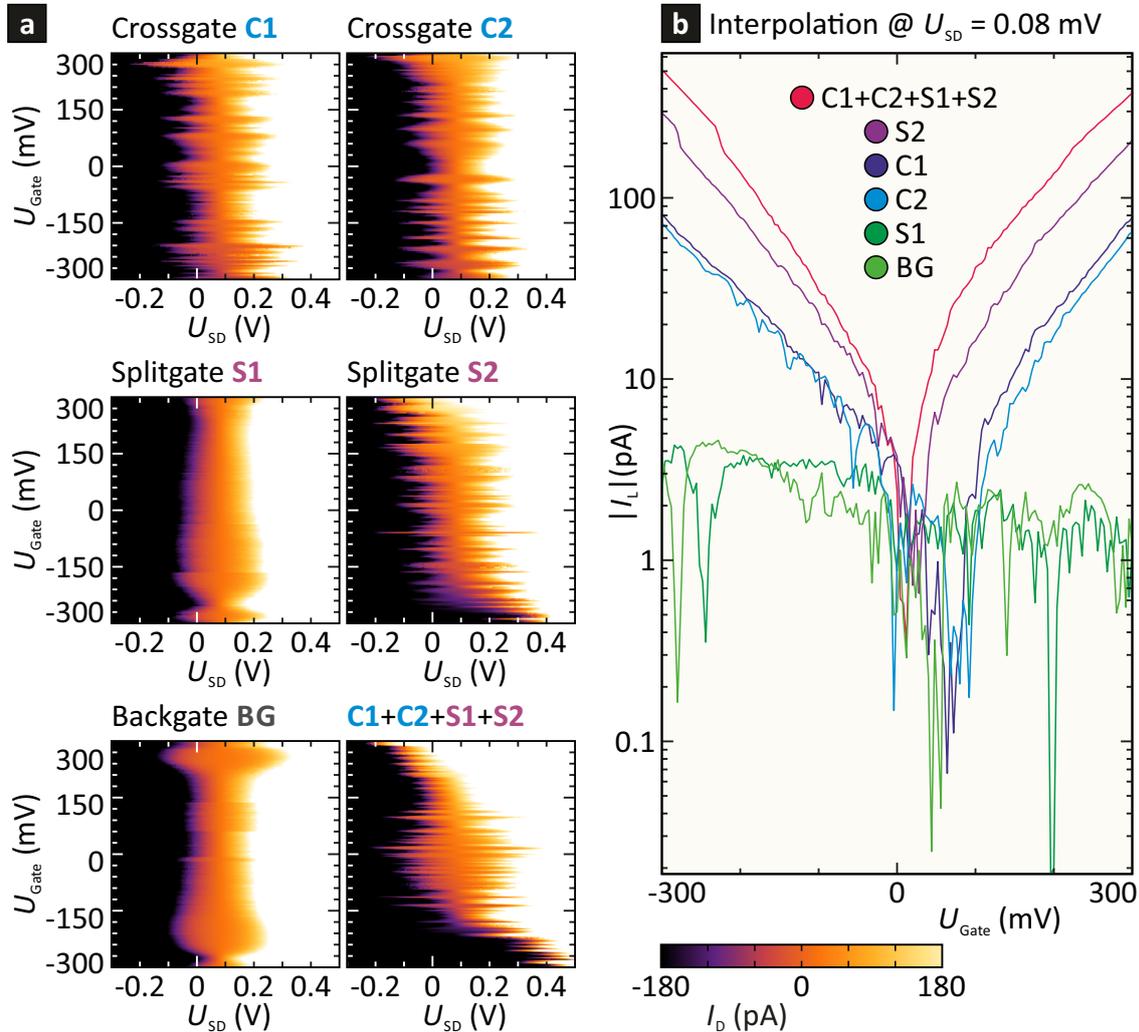
Die Details zum Device finden sich in Abbildung A.1. Es besitzt die Besonderheit, dass sich an die kontaktierte Bilage beidseitig Monolagen (durch den helleren Grauton verdeutlicht) anschließen. Deshalb können die Ladungsträger auf dem Weg durch das Device zwischen Graphenbereichen mit unterschiedlichen elektronischen Eigenschaften wechseln. Bei einer Probentemperatur von etwa 2 K, welche direkt nach dem Einschleusen der Probe in den <sup>3</sup>He-Kryostaten erreicht wird, zeigt sich der in Abbildung A.2 als rote Kurve dargestellte Verlauf des Stroms  $I_D$  in Abhängigkeit der Biasspannung  $U_{SD}$ . Dieser Verlauf weist bereits eine leichte Nichtlinearität auf, weshalb die Probe durch zusätzliches Einkondensieren von Helium-3 auf 300 mK weiter abgekühlt wurde. Die sich dann ergebende  $U_{SD}$ - $I_D$ -Kennlinie zeigt eine deutliche Zunahme der Stromunterdrückung im Bereich um  $U_{SD} = 0$  mV (siehe blaue Kurve in Abbildung A.2). Über den Schnittpunkt der beiden Kurven lässt sich zudem der Spannungsoffset  $U_{off}$  bestimmen. Dieser liegt bei  $U_{SD} = 0.08$  mV.



**Abbildung A.2.:**  $U$ - $I$ -Kennlinie der Probe bei  $T \approx 2$  K (rote Messkurve) und im einkondensierten Zustand des HELIOX-Kryostaten bei  $T \approx 300$  mK (blaue Messkurve).

Um diesen Wert ist der Nullpunkt der Biasspannung aufgrund unterschiedlicher Spannungsabfälle innerhalb der Probe verschoben. Es ist darüber hinaus zu erwähnen, dass bisher keine externen Spannungen an die vorhandenen Gates angelegt worden sind. Die verminderte Leitfähigkeit im Bereich um  $U_{\text{off}}$  ist somit nicht auf elektrische Felder senkrecht zum Graphen und einer damit möglichen Öffnung einer Bandlücke zu erklären.

Die Untersuchung des Transportkanals zur Ergründung der Stromunterdrückung wird durch das Anlegen von Spannungen an die Steuerelektroden durchgeführt. In erster Linie interessiert, ob sich die Probe im Coulomb-Blockade-Regime befindet. Dies setzt das Vorhandensein eines Quantendots mit diskreten Energieniveaus für die Ladungsträger voraus, aber auch deren Möglichkeit hinein und hinaus zu tunneln und somit zum Stromtransport beitragen zu können. Dieser Einblick soll durch einen sogenannten Diamant-Plot gegeben werden, bei welchem der Leitwert durch das Device in Abhängigkeit von Biasspannung und Gatespannung dargestellt wird. Im Falle vorliegender Coulomb-Blockade sollten sich rautenförmige Bereiche geringen Leitwerts symmetrisch zur Gatespannungsachse bei einer Biasspannung von  $0.08$  mV (entspricht  $U_{\text{off}}$ ) ausbilden. In Abbildung A.3 (a) sind nun zunächst Untersuchungen des Drainstroms  $I_D$  in Abhängigkeit von Gate- und Biasspannungsänderungen gezeigt, wobei die Gates zusätzlich auch gleichzeitig gefahren wurden. Anhand der Änderungen in der Breite der Stromunterdrückung bei unterschiedlichen Gatespannungen ist zu erkennen, dass jedes einzelne einen Einfluss auf den Transportkanal besitzt, auch wenn er beim Splitgate S1 und beim Backgate BG nur

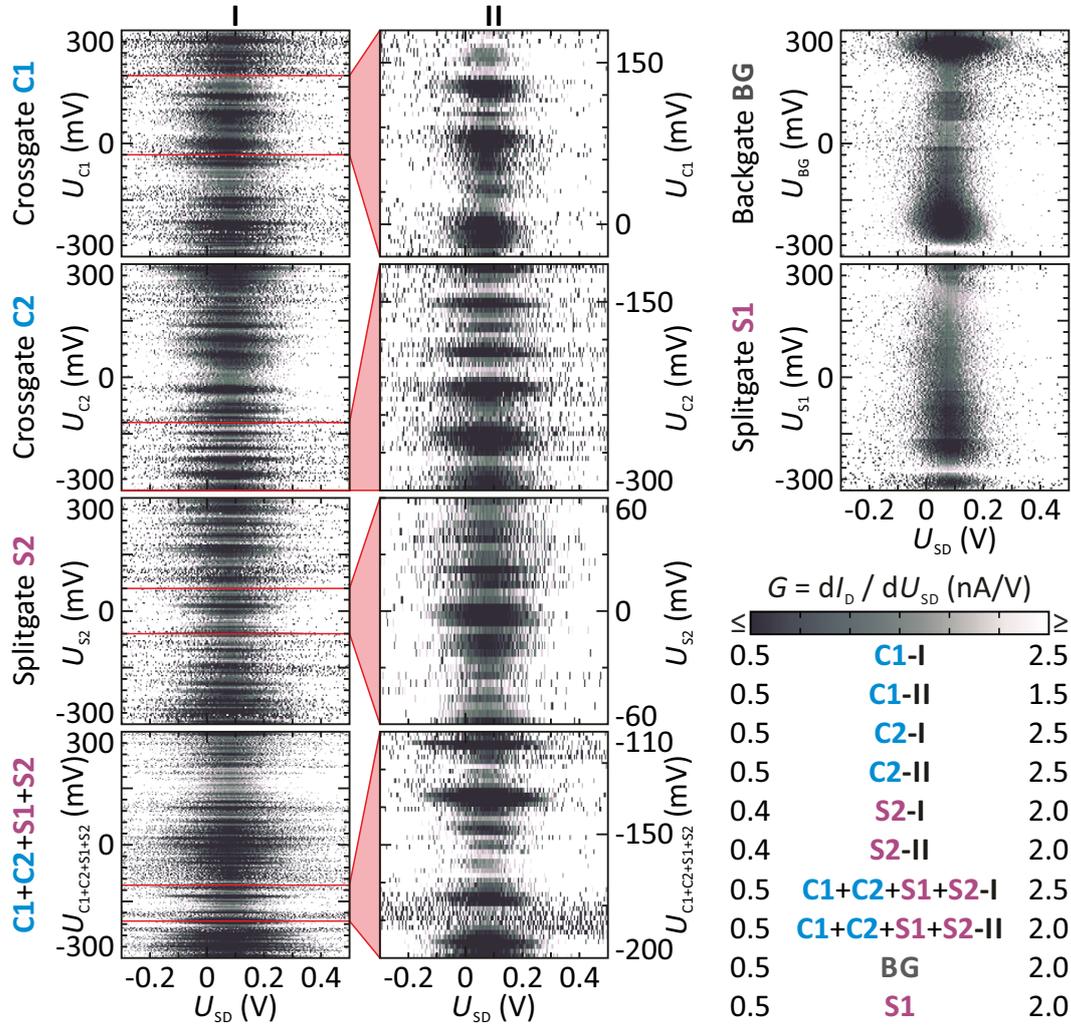


**Abbildung A.3.:** (a) zeigt die Abhängigkeit des Drain-Stroms  $I_D$  von der Source-Drain-Spannung  $U_{SD}$  im Bereich von  $-300$  mV bis  $500$  mV und von den Gates C1, C2, S1, S2, C1+C2+S1+S2, BG im Spannungsbereich  $|U_{Gate}| \leq 300$  mV. Die Graphen in (b) wurden aus den 2D-Plots in (a) gewonnen, indem aus den Messpunkten des Stromverlaufs in Abhängigkeit von der Gate-Spannung  $U_{Gate}$  bei  $U_{SD} = 0.08$  mV eine Funktion interpoliert und diese logarithmisch aufgetragen wurde. Die gewählte Source-Drain-Spannung entspricht dem im Vorfeld bestimmten Spannungsoffset und lässt Rückschlüsse auf vorhandene Leckströme der einzelnen Gates zu, auf welche bei der Diskussion im Haupttext im Detail Bezug genommen wird.

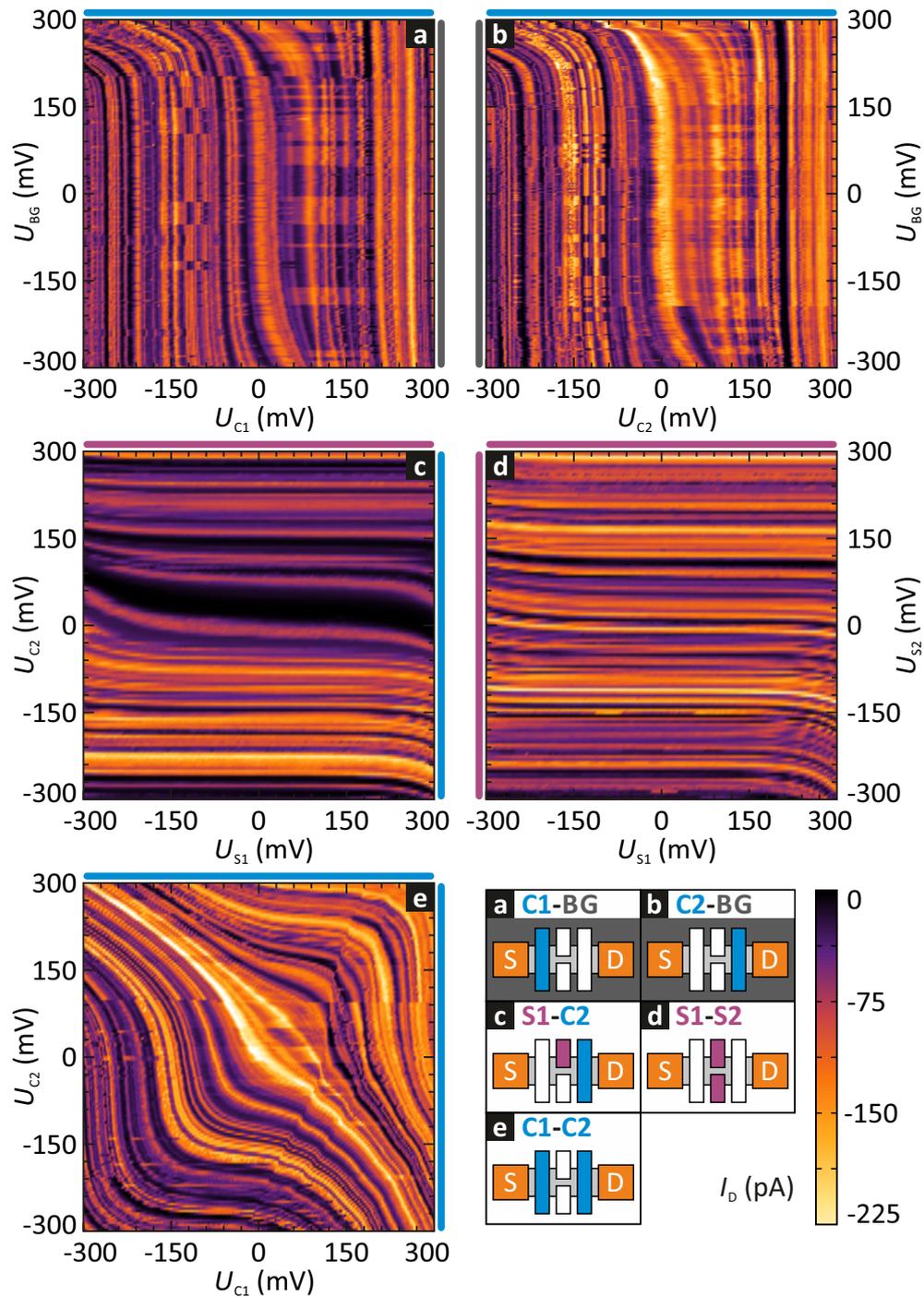
sehr gering gegenüber den übrigen erscheint. In den  $U_{\text{SD}}-U_{\text{Gate}}$ -Plots für das Splitgate S2 und für die Gesamtheit der Topgates C1+C2+S1+S2 zeigt sich ein Wegdriften der Offsetspannung  $U_{\text{off}}$  für hohe positive und negative Gatespannungen. Betrachtet man die einzelnen  $U$ - $I$ -Kennlinien, so ist ein mit zunehmender Gatespannung einhergehender Stromoffset zu beobachten. Dieser kann als Leckstrom durch das Gatedielektrikum interpretiert werden. Abbildung A.3 (b) zeigt deshalb die interpolierten  $U_{\text{Gate}}-I_D$ -Kurven in logarithmischer Auftragung bei  $U_{\text{SD}} = U_{\text{off}} = 0.08 \text{ mV}$ . Die lineare Zunahme des Stromoffsets bei hohen Gatespannungen entspricht daher einem exponentiellen Anstieg des Leckstroms. Er erreicht bei Gatespannungen  $|U_{\text{Gate}}| \leq 300 \text{ mV}$  für das Topgate S2 Werte von bis zu  $300 \text{ pA}$ , während sie sich für C1 und C2 annähernd identisch bis etwa  $80 \text{ pA}$  zeigen und für S1 und BG sogar unterhalb von  $5 \text{ pA}$  bleiben.

Im Falle, dass eine Coulomb-Blockade zu den beobachteten gatespannungsabhängigen Oszillationen der sich aus der Stromunterdrückung ergebenden Transportlücke führt, können die Messkurven der zweidimensionalen Plots in Abbildung A.3 (a) bezüglich des Leitwerts betrachtet werden. Die sich daraus ergebenden Diamant-Plots sind in Abbildung A.4 aufgeführt. Hierbei entsprechen schwarze Bereiche einer geringen Steigung von  $G = dI_D/dU_{\text{SD}} \leq 0.5 \text{ nA/V}$  (am Beispiel von C1) im Referenzplot in Abbildung A.3 (a) und somit einem sehr niedrigen Leitwert. Die weißen Bereiche hingegen beschreiben Steigungen von  $G = dI_D/dU_{\text{SD}} \geq 2.5 \text{ nA/V}$  (am Beispiel von C1) und damit einen Anstieg der Leitfähigkeit aufgrund eines geringeren Device-Widerstands. Die Verlaufsgrenzen wurden zur besseren Sichtbarkeit der Rautenstrukturen für jedes Gate individuell festgelegt und können der Legende entnommen werden. Für die Gates C1, C2, S2 und C1+C2+S1+S2 sind zusätzlich ausgewählte Ausschnitte hinzugefügt. In diesen sind die Rautenstrukturen gut zu erkennen, wenngleich auch deren Breite und Abstand variiert. Dies könnte daran liegen, dass sich mehrere Quantenpunkte im Transportkanal zu befinden scheinen. Die vorliegenden kapazitiven Kopplungsverhältnisse der Gates können aus den im Folgenden betrachteten Plots bestimmt werden.

Eine Gegenüberstellung von ausgewählten Gate-Gate-Plots findet sich in Abbildung A.5. Dabei werden in jedem einzelnen 2D-Plot Stromabhängigkeiten bezüglich zweier unabhängiger Gates gezeigt. Abbildung A.5 (a) und (b) betrachten neben



**Abbildung A.4.:** Die Ableitung des Stroms der in Abbildung A.3 dargestellten 2D-Plots entlang deren  $x$ -Achse (d.h.  $dI_D/dU_{SD}$ ) führt zu den hier gezeigten 2D-Plots, in denen der Leitwert  $G$  in Abhängigkeit von Drainstrom  $I_D$  und Bias-Spannung  $U_{SD}$  abgebildet ist. Zusätzliche Ausschnitte für eine genauere Betrachtung sind für die Gatespannungsänderungen von C1, C2, S2 und C1+C2+S1+S2 angefügt. In den Plots entsprechen die schwarzen Bereiche einem geringen Leitwert und somit einem hochohmigen Transport, während in den weißen Bereichen die Leitfähigkeit der Probe deutlich zunimmt.



**Abbildung A.5.:** Darstellung ausgewählter Gate-Gate-Plots, welche die Abhängigkeit des Stroms  $I_D$  von jeweils zwei unabhängigen Gates bei einer fest eingestellten Biasspannung von  $U_{SD} = 0$  mV zeigen. Zur Übersicht befinden sich neben der Legende schematische Zeichnungen, wobei die in den Teilbildern beteiligten Steuerelektroden eingefärbt sind.

jeweils einem Crossgate auch das Backgate. Teilbild (c) stellt ein Crossgate und ein Splitgate gegenüber. In (d) werden beide Splitgates gefahren, wie auch in (e) die beiden Crossgates. Neben der Stromwert-Legende befinden sich zudem schematische Zeichnungen entsprechend der Anordnung der Plots, um die dort benutzten Gates und deren Lage im Topgatedesign mittels Einfärbungen zu verdeutlichen.

In allen Teilbildern von Abbildung A.5 sind reproduzierbare Coulomb-Blockade-Oszillationen im Strom  $I_D$  zu beobachten. Bei nur einem Quantenpunkt mit gatespannungsunabhängiger Inselform wird ein linearer Verlauf der Strompeaks im Gate-Gate-Plot erwartet, wobei der zwischen dem Verlauf und der  $x$ -Achse eingeschlossene Winkel dem Verhältnis der Gatekapazitäten mit  $\tan(\alpha) = C_{\text{Gate},x}/C_{\text{Gate},y}$  entspricht. Im Falle von mehreren erzeugten Quantenpunkten würde man eine Überlagerung von linearen Verläufen mit unterschiedlichem Winkel zu den Achsen erwarten. Dies liegt in einer verschieden großen kapazitiven Kopplung der Gates zu den jeweiligen Quantenpunkten begründet. Die gezeigten Plots zeigen dieses Verhalten jedoch nicht. Somit ist zumindest von nur einem dominanten Quantenpunkt auszugehen. Aber sie weisen alle auf gatespannungsabhängige Änderungen in den Gatekapazitäten hin. In den Teilbildern (a) und (b), in denen jeweils ein Crossgate gegen das Backgate gefahren wurde, ist im Bereich von  $|U_{\text{BG}}| \leq 150$  mV aufgrund der parallel zur Backgatespannungsachse verlaufenden Strompeaks kein Einfluss des Backgates zu erkennen. Allerdings finden sich Bereiche für  $|U_{\text{BG}}| \geq 150$  mV, in denen der Strompeakverlauf eine Winkeländerung erfährt und somit einem einsetzenden Einfluss des Backgates entspricht, der den der Crossgates sogar übersteigt. Gleiches ist in den Plots (c) und (d) zu beobachten, wobei hier die Strompeaks für Gatespannungen  $|U_{\text{Gate}}| \leq 150$  mV parallel zur Gatespannungsachse des Splitgates S1 orientiert sind und S1 demnach nicht an die Coulombinsel koppelt. Bezugnehmend auf Abbildung A.4 spiegelt dies auch die Erwartungen der Gatekopplungsverhältnisse wider. Dennoch ist nicht zweifelsfrei klar, weshalb bei höheren Spannungen eine Kopplung einzusetzen scheint. In A.5 (e) ist ein Gate-Gate-Plot der beiden Crossgates gezeigt. Dabei sind wiederum klare Verläufe der Strompeaks zu erkennen. Interessant ist jedoch, dass der Verlauf nicht wie bisher überwiegend linear erfolgt. Vielmehr bewegen sich die Strompeaks mit parallelen Anteilen zur  $x$ -respektive  $y$ -Achse um einen zentralen Punkt bei  $U_{C1} \approx 40$  mV und  $U_{C2} \approx 30$  mV herum. Die daraus resultierende Symmetrie bringt eine äquivalente Kopplung bei-

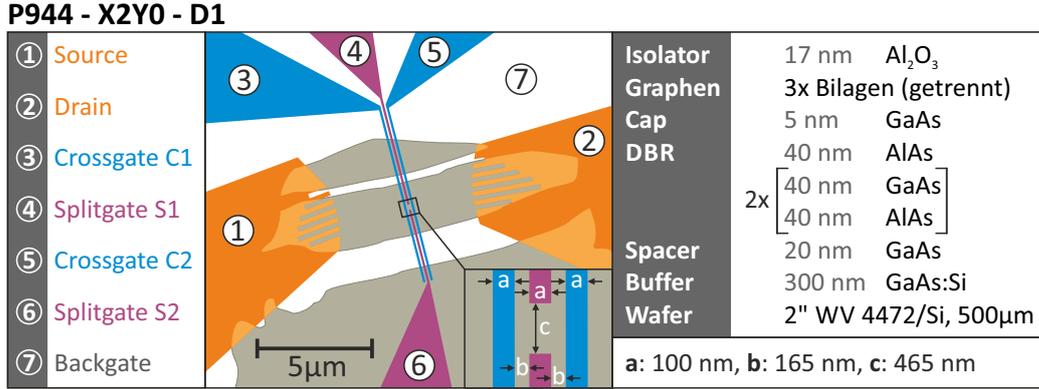
der Gates genau dann, wenn die Absolutwerte ihrer Spannungen gleich sind. Dazwischen liegen die angesprochenen, annähernd achsenparallelen Peakverläufe, in denen nur eines der beiden Gates koppelt. Wiederholt man diesen Plot mit veränderten Spannungen an sowohl S1 als auch S2, so verschiebt er sich auf der Diagonalen  $U_{C1} = U_{C2}$  in Abhängigkeit von der angelegten Splitgatespannung.

### A.1.1. Zusammenfassung der Messergebnisse

Die Messergebnisse der Probe P944-X2Y2-D3 zeigen ein sehr interessantes System. Beim Abkühlen der Probe in den Bereich flüssigen Heliums wird ohne das Anlegen einer externen Gatespannung eine Nichtlinearität in der  $U$ - $I$ -Kennlinie beobachtet. Bei einer Temperatur von 300 mK nimmt diese Nichtlinearität zu. Die Beobachtung von Diamantstrukturen zeigt einen durch Coulomb-Blockade geprägten Ladungsträgertransport und beweist die Existenz von mindestens einem erzeugten Quantenpunkt. Das Fehlen von sich kreuzenden Strompeakverläufen in den Gate-Gate-Plots, welche ein Zeichen für unterschiedliche Kopplungsverhältnisse und damit für mehrere Quantenpunkte wären, lässt nur einen dominanten Quantenpunkt vermuten. Jedoch ist unklar geblieben, wo genau sich dieser Quantenpunkt befindet. Zwar koppeln drei der vier Topgates (C1, C2 und S2) stark an diesen an, das vierte (S1) und das Backgate hingegen in einem erheblich geringeren Ausmaß. Die Strommessungen in Abhängigkeit der zwei Crossgates C1 und C2 zeigt zudem eine äußerst interessante Charakteristik, welche darauf hindeutet, dass der Quantenpunkt in seiner Form von den externen Gatespannungen beeinflusst wird. Zusammenfassend ist jedoch zu sagen, dass die Komplexität der Probe aufgrund der Koexistenz von Mono- und Bilagen-Graphen ein genaues Verständnis der Messdaten erheblich erschwert. Beispielsweise sind die Randzustände eines solchen Hybridsystems nach Hasegawa und Kohmoto [134] an den beiden Monolagen-Bilagen-Übergängen verschieden lokalisiert, wobei ein senkrecht orientiertes elektrisches Feld nur an einem der beiden Übergänge einen Einfluss zeigen würde.

## A.2. Messergebnisse der Probe P944-X2Y0-D1

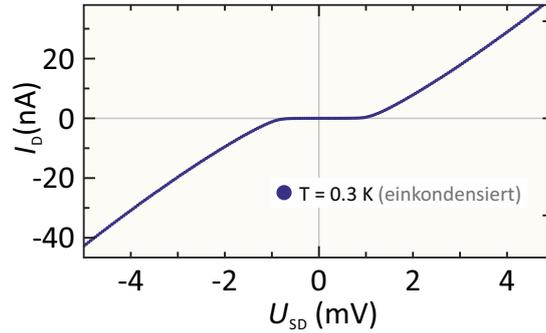
Das Device D1 des Feldes X2Y0 des Wafers mit der Bezeichnung P944 und dessen Eckdaten sind in Abbildung A.6 gezeigt. Der wesentliche Unterschied zum im Vor-



**Abbildung A.6.:** Layout und Details zur Probe P944-X2Y0-D1.

feld gemessenen Device liegt in der Form und Anzahl der kontaktierten Graphen-flocken, wobei es sich in diesem Fall einzig um Bilagen-Graphen handelt. Im Detail besteht das Device aus drei einzelnen, parallel orientierten Graphenflocken. Trotz der verschiedenen möglichen Strompfade zeigt sich auch beim Abkühlen dieses Devices in einem Kryostaten auf 2 K eine Nichtlinearität in der  $U$ - $I$ -Kennlinie, welche beim weiteren Abkühlen auf 300 mK zu einer sehr deutlichen Stromunterdrückung im Biasspannungsbereich  $U_{SD} \approx \pm 1$  mV und entsprechend zu einer Transportlücke von  $\approx 1$  meV führt (siehe Abbildung A.7).

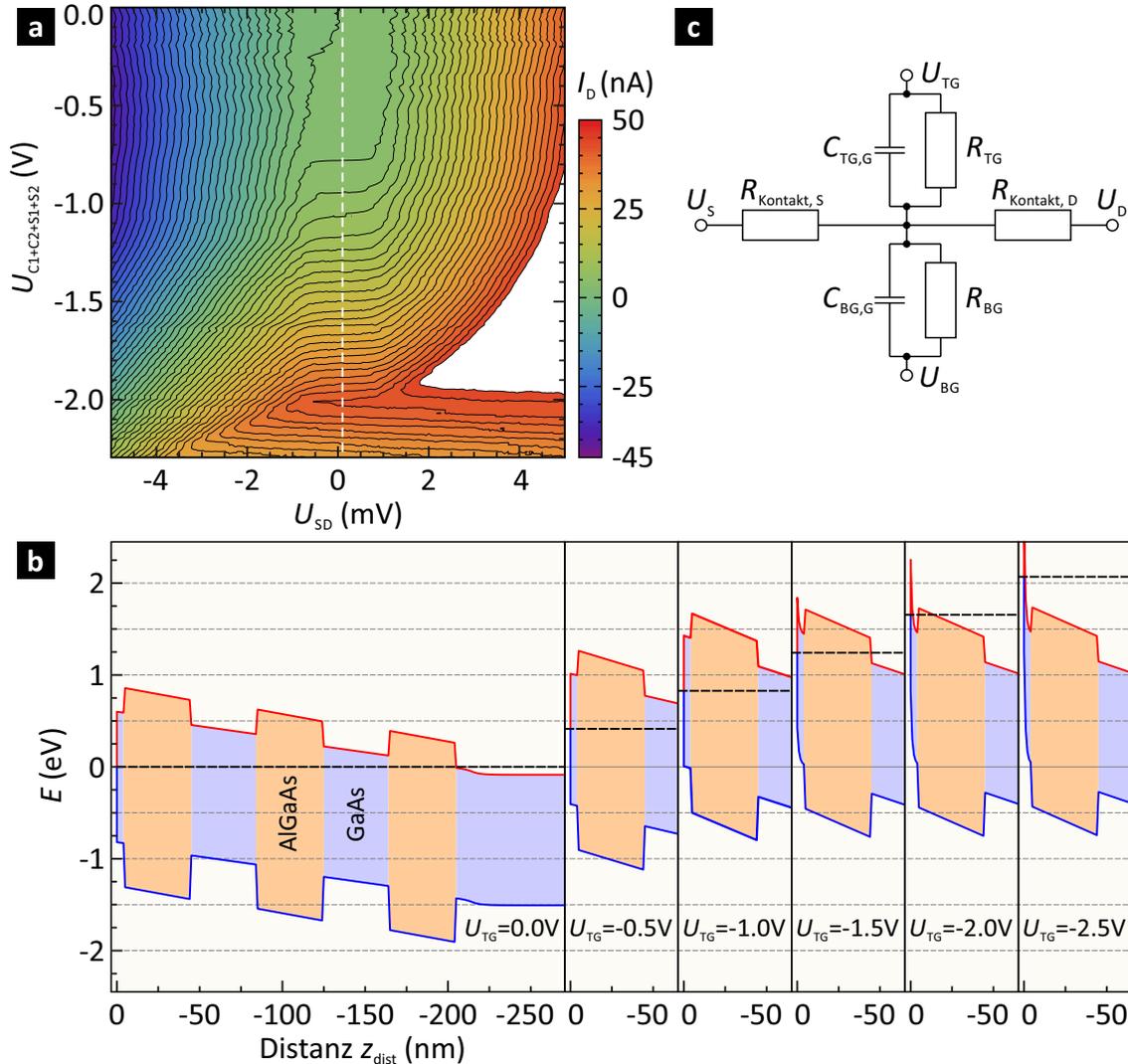
Anschließend wird nun die Gateabhängigkeit der beobachteten Transportlücke untersucht. Hierfür werden alle vorhandenen Topgates im Spannungsbereich von 0 V bis  $-2.3$  V synchron gefahren und in regelmäßigen Abständen von  $\Delta U_{C1+C2+S1+S2} = 10$  mV der Drainstrom  $I_D$  in Abhängigkeit der Biasspannung zwischen  $-5$  mV und  $5$  mV gemessen. Das Ergebnis der Messung zeigt sich in Abbildung A.8 (a). Dabei ist zu erkennen, dass die Stromunterdrückung für Gatespannungen zwischen  $U_{C1+C2+S1+S2} = 0$  V und  $U_{C1+C2+S1+S2} \approx -2$  V in dessen Breite konstant bleibt, jedoch einen zunehmenden Stromoffset aufgrund von Leckströmen erfährt. Im weißen Bereich des Konturplots ist der aufgrund des präzisionsoptimierten Messaufbaus maximal messbare Strom erreicht, weshalb die Messdaten hier ausgeblendet wurden. Die Zunahme des Offsets nimmt dann allerdings für Spannungen von  $U_{C1+C2+S1+S2} < -2$  V wieder ab. Zum Verständnis des Leckstroms wurde die Bandstruktur des unter dem Graphen liegenden dotierten Substrats (Backgate) und der epitaktisch darauf gewachsenen undotierten Bragg-Spiegel-Heterostruktur (siehe



**Abbildung A.7.:**  $U$ - $I$ -Kennlinie der Probe P944-X2Y0-D1 bei einer Messtemperatur von  $T = 300$  mK.

Abbildung A.8 (b)) mit dem Programm „1D Poisson“ von Prof. Greg Snider [135] berechnet. Für eine Topgatespannung von  $U_{TG} = 0$  V ist diese im linken Teil dargestellt. Eine Beschränkung auf den wesentlichen Bereich der Bandstruktur für verschiedene Topgatespannungen befindet sich rechts davon. Die schwarz gestrichelten Linien entsprechen hierbei dem Fermi-niveau des auf dem Substrat liegenden Graphens am Punkt mittig unterhalb des Topgates. Mittels *Comsol Multiphysics*<sup>®</sup> konnte bestimmt werden, dass das entsprechende Potential bei einer 17 nm dünnen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Topgateisolationsschicht und einem 100 nm breiten Topgate im Maximum 83 % der eingestellten Topgatespannung erreicht. Das für die Berechnung der in Teilbild (b) dargestellten Bandverbiegungen benötigte Potential  $V_{\text{Graphen}}$  am Schottky-Kontakt zwischen dem Graphen und der Substratoberfläche entspricht somit einem Wert von  $V_{\text{Graphen}} = 0.83 \cdot eU_{TG}$ . Das Ergebnis zeigt, dass etwa ab einer Spannung von  $U_{TG} < -2$  V ein Durchbruch zum auf Massepotential gelegten Backgate erfolgen sollte. Ein breiteres Topgate erhöht hierbei das effektive Potential innerhalb des Graphens, so dass der Durchbruch des Stroms durch die Heterostruktur am ehesten im Bereich des breiter werdenden Splitgates S2 der untersten kontaktierten Graphenflocke passieren sollte.

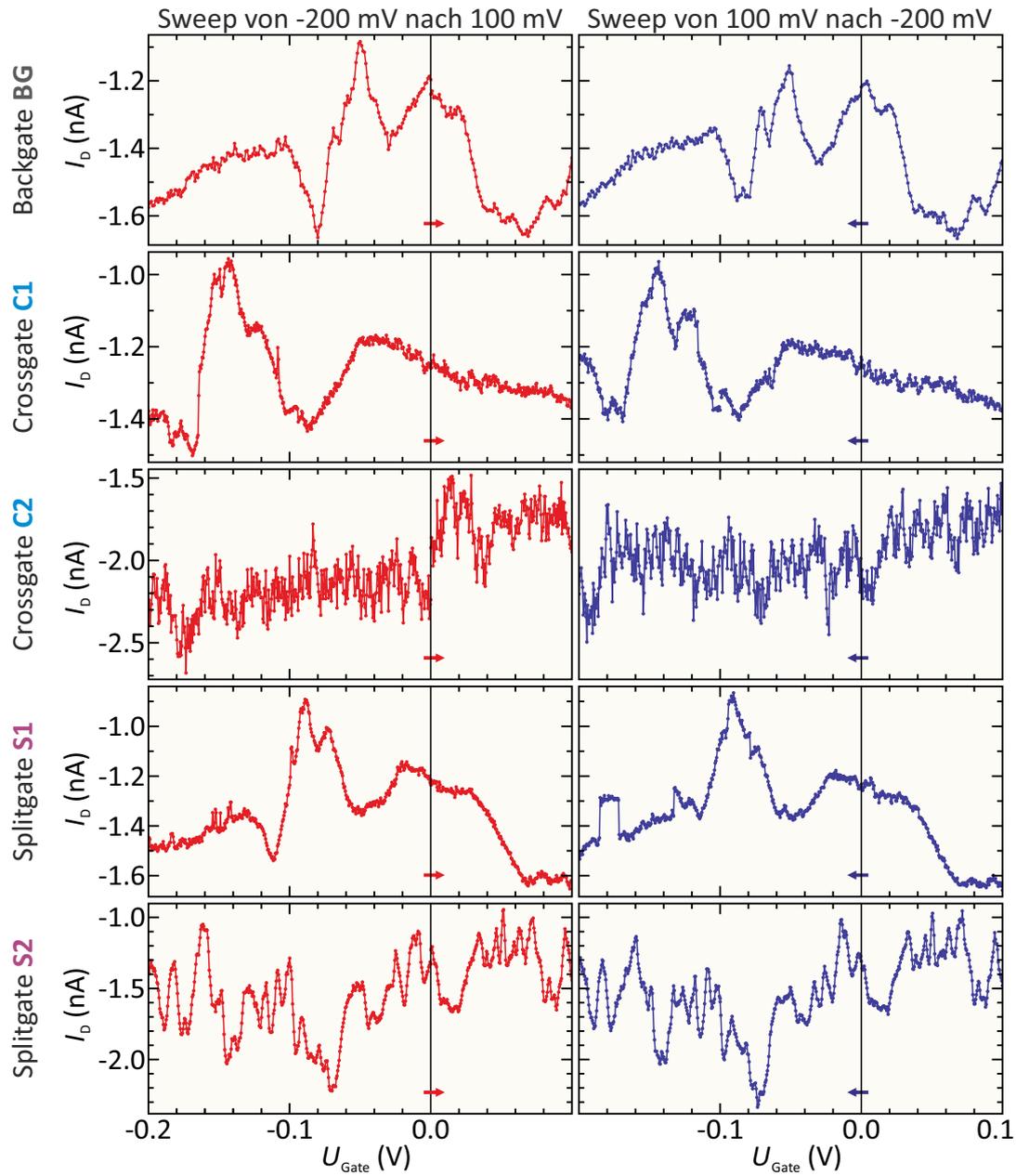
Betrachtet man das in Abbildung A.8 (c) gezeigte Ersatzschaltbild der Probe unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus Teilbild (b), so lässt sich die gemessene Gateabhängigkeit des Stroms  $I_D$  genauer verstehen. Wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt wurde, liegt eine symmetrische Spannung am Device an, so dass  $U_S = -U_D = -U_{SD}/2$  gilt. Unter der Annahme, dass die beiden Kontaktwiderstän-



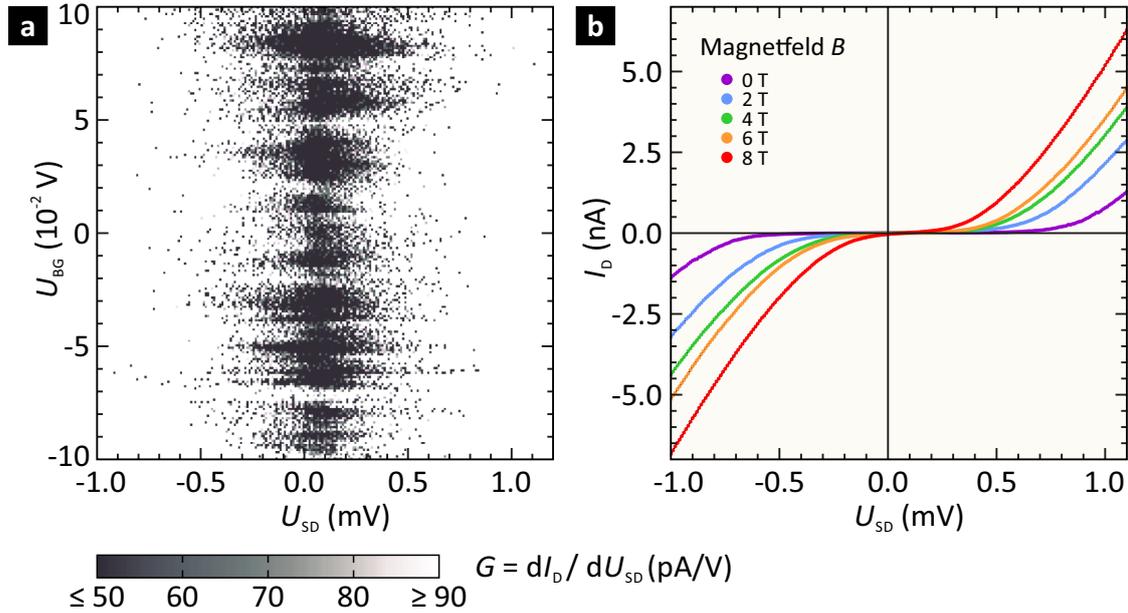
**Abbildung A.8.:** (a) Betrachtung der Gateabhängigkeit des in Abb. A.7 gezeigten Stromverlaufs von  $I_D$  in Abhängigkeit der Biasspannung  $U_{SD}$ . Im weißen Bereich befindet sich  $I_D$  außerhalb des messbaren Bereichs. (b) Links ist die Bandstruktur des dotierten Substrats samt Bragg-Spiegel gezeigt und rechts davon dessen Verbiegung bei verschiedenen Topgatespannungen  $U_{TG}$ . Die schwarz gestrichelten Linien entsprechen hierbei dem Fermi-niveau des Schottky-Kontakts zwischen Substratoberfläche und Graphen. (c) zeigt das vereinfachte Ersatzschaltbild des Graphendevices für ein einzelnes Topgate. Die den Gatekapazitäten parallel geschalteten Widerstände genügen den topgatespannungsabhängig auftretenden Leckströmen.

de  $R_{\text{Kontakt,S}}$  und  $R_{\text{Kontakt,D}}$  gleich groß sind, ergibt sich ein virtuelles Massepotential innerhalb des Graphens. Ohne eine extern angelegte Topgatespannung sind auch die Leckströme zu den Steuerelektroden vernachlässigbar klein und die Widerstände  $R_{\text{BG}}$  und  $R_{\text{TG}}$  entsprechend sehr hoch. Mit steigender Topgatespannung stellt sich jedoch ein Leckstrom ein, welcher sich in Form des beobachteten Stromoffsets äußert. Dieser kann, betrachtet man die Bandstrukturverbiegung des Braggspiegels für Topgatespannungen  $U_{\text{TG}} > -2\text{ V}$ , nur zum Topgate hin erfolgen. Beim Unterschreiten von  $U_{\text{TG}} = -2\text{ V}$  zeigt sich jedoch ein direkter Durchbruch zum Backgate, welcher den immer größer werdenden Leckstrom zum Topgate aber schnell kompensiert und darüber hinaus zu einem Sinken des Stromoffsets führt. Dabei ist eine Asymmetrie entlang der Biasspannungsachse zu verzeichnen, welche sich wie folgt erklärt. Bei positiven Biasspannungen  $U_{\text{SD}}$  fließen die von Source und vom Topgate kommenden Elektronen zu einem immer größer werdenden Teil direkt zum Backgate ab, da der Widerstand gegenüber dem Drainkontaktwiderstand verschwindend gering wird. Fährt man die Biasspannung hingegen in den negativen Bereich, so wechseln aufgrund der symmetrisch anliegenden Biasspannung ( $U_{\text{S}} = -U_{\text{D}}$ ) Source und Drain ihre Rollen. Der mit höher werdender Topgatespannung stark ansteigende Leckstrom vom Topgate führt dazu, dass das Potential unterhalb des Topgates, da wo auch der Durchbruch zum Backgate stattfindet, stark ansteigt. Somit wird eine immer höhere Drainspannung nötig, um die von dort kommenden Elektronen bis zum lokalen Punkt des Backgatedurchbruchs passieren lassen zu können. Der Durchbruch aufgrund der Bandstrukturverbiegung des DBR soll im Folgenden durch begrenzte negative Spannungen vermieden werden.

Nun sollen im Bereich niedriger Leckströme die einzelnen Gateabhängigkeiten, wie in Abbildung A.9 aufgeführt, betrachtet werden. Um Aussagen über die Reproduzierbarkeit von auftretenden Merkmalen in der  $U$ - $I$ -Kennlinie treffen zu können, sind die Gatespannungen zunächst von  $-0.2\text{ V}$  nach  $0.1\text{ V}$  und anschließend nochmals zurück zu  $-0.2\text{ V}$  gefahren worden. Es zeigt sich, dass das Auftreten der Peaks durchaus gatespannungsabhängig reproduziert werden kann. Allerdings ist der Zustand der Probe nicht immer stabil, wodurch sich Schwankungen im Strom ergeben. So zeigt sich beispielsweise im Rücksweep von Topgate S1 im Bereich um  $U_{\text{S2}} \approx -0.18\text{ V}$  ein bistabiler Zustand der Probe. Es kann dennoch festgehalten werden, dass das Splitgate S2 den größten Einfluss auf den Transportkanal aus-



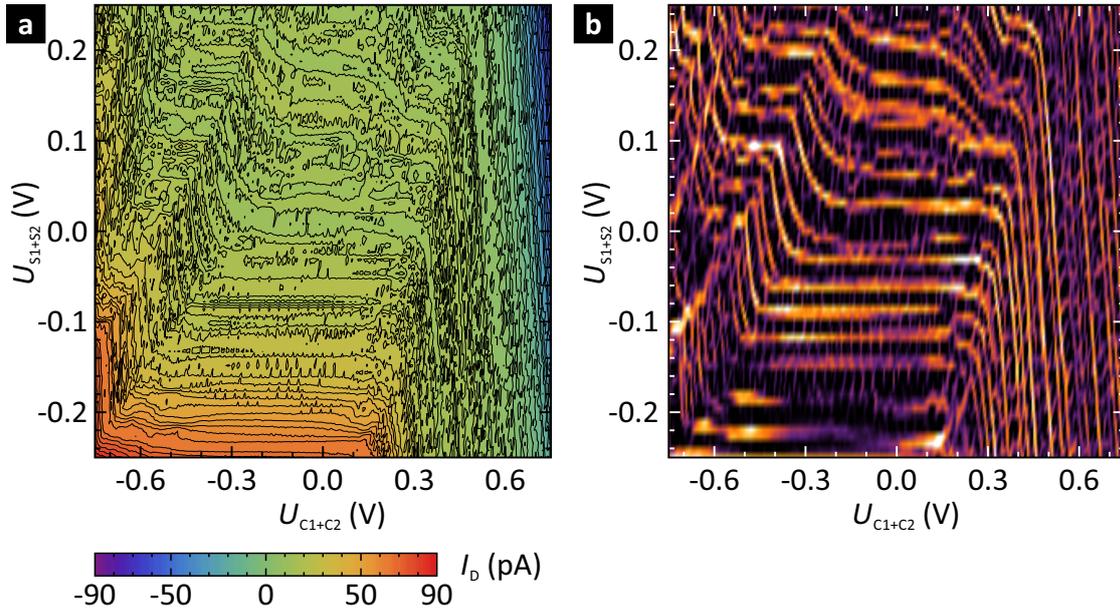
**Abbildung A.9.:** Untersuchung des Probenstroms  $I_D$  in Abhängigkeit der anwesenden Steuerelektroden. Bei den roten Kurven wurde eine Spannungsvariation des jeweils links davon abzulesenden Gates hin zu  $U_{\text{Gate}} = 100 \text{ mV}$  durchgeführt, wohingegen bei den blauen Kurven eine direkt nachfolgend durchgeführte Messung zurück zur Ausgangsspannung von  $U_{\text{Gate}} = -200 \text{ mV}$  erfolgte.



**Abbildung A.10.:** (a) zeigt den Leitwert in Abhängigkeit von Biasspannung  $U_{SD}$  und Backgatespannung  $U_{BG}$ . (b) betrachtet die Stromunterdrückung von  $I_D$  bei verschiedenen Magnetfeldern ohne angelegte Gatespannungen.

übt, da es im gleichen Gatespannungsbereich die meisten Oszillationen durchläuft. Dem gegenüber verhalten sich das Backgate und die zwei Topgates C1 und S1 vergleichbar. Im Falle des Crossgates C2 ist ein verhältnismäßig starkes Rauschen zu beobachten und keinerlei wiederkehrende Merkmale im Stromverlauf.

In wieweit die Oszillationen des Stroms auf eine Änderung in der Breite der Transportlücke zurückzuführen sind, soll nun mittels des globalen Backgates untersucht werden. Der dabei gewonnene Diamantplot, welcher den Leitwert  $G = dI_D / dU_{SD}$  in Abhängigkeit von Biasspannung und Backgatespannung wiedergibt, ist in Abbildung A.10 (a) gezeigt, wobei die schwarzen Bereiche einem Leitwert von  $G \leq 50$  pA/V und die weißen Bereiche  $G \geq 90$  pA/V entsprechen. Es zeigen sich deutlich sichtbare Rautenstrukturen durch eine Variationen in der Breite der Stromunterdrückung, welche auf einen durch Coulomb-Blockade geprägten Transport und somit auf die Erzeugung mindestens eines Quantenpunktes hindeuten. Dies kann zum einen basierend auf dem Feldeffekt durch eine der Topgatestruktur entsprechenden Potentiallandschaft verursacht worden sein. Zum anderen wurde, wie bereits in Kapitel 4.2.3 erwähnt, im Kontaktbereich eine Titanschicht als Haftvermittler für die



**Abbildung A.11.:** (a) zeigt den Drainstrom  $I_D$  in Abhängigkeit von Splitgate- und Crossgatespannung. Die Gradienten des Verlaufs wurden mittels eines mathematischen Filters deutlich sichtbar gemacht und in Teilbild (b) dargestellt.

darauf folgende Goldschicht verwendet, welche unterhalb von etwa 370 mK in den supraleitenden Zustand übergeht [112]. Letzteres würde eine supraleitende Schicht zwischen dem normalleitenden Gold und dem Graphen bedeuten und die so an den Kontakten eingebaute supraleitende Bandlücke als Potentialbarriere fungieren. Allerdings zeigt die gemessene  $U$ - $I$ -Kennlinie in diesem Fall einen für Supraleitung untypischen Kurvenverlauf. Um jedoch eine Beteiligung supraleitender Effekte auszuschließen, wird das Device einem Magnetfeld ausgesetzt. Da Titan ein Supraleiter vom Typ I ist, besitzt es eine sehr geringe kritische Feldstärke von weniger als 10 mT bei einer Temperatur von 300 mK [112]. Der Einfluss des Magnetfeldes auf die Transportlücke bis hin zu einer Magnetfeldstärke von  $B = 8$  T findet sich in Abbildung A.10 (b). Daraus ist zu erkennen, dass die Transportlücke mit steigendem  $B$  deutlich abnimmt. Das Magnetfeld besitzt in diesem Zusammenhang einen delokalisierenden Effekt und führt zu einer Reduzierung des Einschlusspotentials durch die sich ergebende Zyklotronbewegung der Elektronen [113]. Aufgrund der angelegten hohen Magnetfelder können darüber hinaus supraleitende Effekte als Ursache für die Transportlücke ausgeschlossen werden.

In einer weiteren Untersuchung der Gateeinflüsse werden die Splitgatespannungen gegen die Crossgatespannungen jeweils synchron gefahren und der Drainstrom aufgezeichnet, während die Biasspannung auf  $U_{SD} = 0.1 \text{ mV}$  eingestellt bleibt. Die Darstellung der Ergebnisse findet sich in Abbildung A.11. Während Teilbild (a) einen aufbereiteten Konturplot zeigt, konnten in Teilbild (b) die vorhandenen Gradienten im Stromverlauf durch die Anwendung eines mathematischen Filters sichtbar gemacht werden. Es zeigt sich ein nicht linearer Verlauf der Coulomb-Blockade-Oszillationen und somit ein gatespannungsabhängiger Einfluss auf den Transportkanal. Aufgrund der Tatsache, dass mehr als nur eine Graphenflocke kontaktiert worden ist, kann gatespannungsabhängig auch die Stromverteilung über diese Flecken variieren. In den Bereichen, in denen die Oszillationen parallel zur Achse der Crossgatespannung  $U_{C1+C2}$  verlaufen, scheint der Stromtransport über die beiden oberen Graphenflecken blockiert zu sein. Zumindest verlaufen die Crossgates nicht vollständig über die unterste Graphenflocke und haben daher dort vermutlich auch keinen nennenswerten Einfluss auf einen möglichen Transportkanal. Bei Crossgatespannungen von über  $300 \text{ mV}$  ist im betrachteten Splitgatespannungsbereich ein konstanter Einfluss der beteiligten Gates festzustellen, wobei das Verhältnis der Gatekapazitäten zu  $C_{C1+C2}/C_{S1+S2} = 5.4$  bestimmt werden konnte. Der Einfluss der Crossgates ist in diesem Bereich sehr viel stärker als durch die Splitgates und somit muss auch ein Stromtransport über zumindest eine der beiden oberen Flecken erfolgen. Die angelegten Gatespannungen beeinflussen somit eindeutig die Stromverteilung über die kontaktierten Graphenflecken. Die Tatsache, dass im Plot ein positiver als auch negativer Drainstrom bei positiver Biasspannung zu sehen ist, deutet aber wiederum auf einen Leckstrom hin, der nun auf eines der Crossgates zurückgeführt werden kann. Unter Berücksichtigung des stark rauschenden Crossgates C2 aus Abbildung A.9 liegt die Vermutung nahe, dass genau dieses den Leckstrom verursacht. Durch den zwischenzeitlichen Ausbau der Probe aufgrund von Wartungsarbeiten wurde diese leider zerstört und eine Fortsetzung der Messungen zu einem weiterführenden Verständnis dieses Devices war leider nicht mehr möglich.

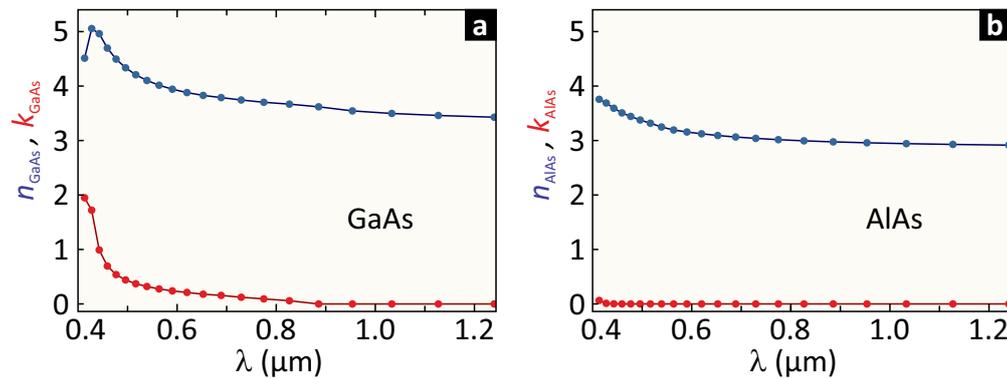
### **A.2.1. Zusammenfassung der Messergebnisse**

Das gemessene Device ist im Vergleich zu P944-X2Y2-D3 ebenfalls als komplex zu betrachten. Statt nur einer Flocke sind diesmal drei Flecken kontaktiert. Allerdings

handelt es sich dabei um reine Bilagen. Erstaunlich ist deshalb das ähnliche Verhalten beim Abkühlen der Proben. Bis hinunter zu  $T \approx 2$  K bildet sich auch bei diesem Device eine Nichtlinearität in der  $U$ - $I$ -Kennlinie aus, welche beim weiteren Abkühlen auf die Messtemperatur von  $T = 300$  mK zu einer Stromunterdrückung führt. Diese ist jedoch für P944-X2Y0-D1 deutlich ausgeprägter. Beim Fahren der Gate-Spannungen wurden jedoch sowohl Leckströme zu mindestens einem der Topgates als auch ein Stromdurchbruch zum Backgate beim Unterschreiten von  $U_{\text{TG}} = -2$  V sichtbar. Letzterer wurde mit der gatespannungsabhängigen Bandstrukturverbiegung des auf dem Substrat aufgebrachtten Bragg-Spiegels erklärt. Die anschließende Untersuchung des Stroms  $I_{\text{D}}$  in Abhängigkeit der einzelnen Steuerelektroden zeigt einen vergleichbaren Einfluss von Backgate, Crossgate C1 und Splitgate S1. Einen noch stärkeren Einfluss auf den Transportkanal zeigte S2. Beim Crossgate C2 hingegen sind wegen starken Rauschens des Probenstroms keine eindeutigen Merkmale zu finden. Ein mittels globalem Backgate aufgezeichneter Diamant-Plot zeigt rautenartige Strukturen und somit eindeutige gatespannungsabhängige Änderungen in der Breite der Stromunterdrückung. Diese nimmt beim Anlegen eines externen Magnetfelds an Breite ab, verschwindet jedoch nicht. Dadurch konnten supraleitende Effekte des im Kontaktbereich befindlichen Titans als mögliche Ursache für die Transportlücke ausgeschlossen werden. Ein zusätzlicher Gate-Gate-Plot im Magnetfeld zeigt einen interessanten Einfluss der Gates auf die Oszillationen des Probenstroms. Dort zeigen sich mehrere getrennte Bereiche mit unterschiedlichem Verhalten. Das eine Verhalten zeigt einen etwa fünf-fachen Einfluss der Crossgates gegenüber den Splitgates, während im zweiten Fall keinerlei Einfluss der Crossgates auf den Transportkanal vorliegt. Somit scheinen die Gatespannungen die Stromverteilung über die drei parallel geschalteten Graphen-Bilagen zu beeinflussen.

### A.3. Optische Parameter

Abbildung A.12 zeigt die Brechungsindizes in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  für Galliumarsenid (GaAs, Teilbild (a)) und Aluminiumarsenid (AlAs, Teilbild (b)) [82]. Der im Kapitel 3.3.1 betrachtete Spektralbereich liegt zwischen 450 und 700 nm.



**Abbildung A.12.:** Wellenlängenabhängige Darstellung des Brechungsindex (blaue Kurven) und Extinktionskoeffizienten (rote Kurven) für (a) GaAs und (b) AlAs.

## A.4. Fabrikationsparameter

### Plasmaätzen

Das Plasmaätzen ist ein trockenchemisches Ätzverfahren und wird demnach zum Materialabtrag eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Sauerstoffplasma genutzt, um die Waferoberflächen zu säubern. Dieses auch als „Veraschen“ bekannte Verfahren wird immer direkt vor einer Exfoliation durchgeführt, um Rückstände der vorherigen Markerprozessierung und andere Adsorbate zu entfernen. Somit kann das Graphen auf einem sauberen Wafer aufgebracht werden, was sich auch durch eine bessere Haftung in Form von größeren Graphenflocken äußert. Da das Plasmaätzen ein isotropes und selektives Ätzverfahren ist, werden in einem Sauerstoffplasma ausschließlich organische Substanzen abgetragen und das Substrat bleibt dabei unbeschädigt. Die Prozessparameter finden sich in Tabelle A.1.

### Belacken

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Proben kommen ausschließlich Metallisierungsschritte zum Einsatz. Für die Belichtungen wird somit ein Lift-off-Lacksystem benötigt, dessen Querschnitt eine Verbindung der metallisierten Strukturen auf dem Wafer und auf dem Lack verhindert. Je nach Schichtdicke der Metallisierung werden unterschiedlich dicke Lacke benötigt. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Proben wurde ein Standardprozess entwickelt, so dass ein Lacksystem für alle Lift-off-Prozesse verwendet wird.

### Plasmaätzen der Substratoberfläche

Prozessgas	Leistung	Partialdruck	Ätzdauer
Sauerstoff	200 W	1.2 mbar	3 min

### Belacken für Liftoff-Prozess

	Resist	Dicke	Schleuderrate	Schleuderdauer	Backtemperatur	Backdauer
1.	P641.03	140 nm	2000 U/min	90 s	160 °C	10 min
2.	P671.01	40 nm	2000 U/min	90 s	160 °C	10 min

### E-Beam-Belichtung

Design	Layer	Belichtungs-dosis	Proximity-Korrektur
_.gds*	#_*	380 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	ja/nein**

\* abhängig vom Prozessschritt

\*\* abhängig von den Strukturgrößen und deren Komplexität

### Metallisierung der Marker

	Material	Dicke	Aufdampf-rate	Startdruck
1.	Titan	10 nm	1 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-5 mbar
2.	Gold	50 nm	2 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-5 mbar

### Metallisierung der Graphen-Kontakte

	Material	Dicke	Aufdampf-rate	Startdruck
1.	Titan	10 nm	1 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-6 mbar
2.	Gold	50 nm	2 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-6 mbar

### Metallisierung der Aluminium-Schicht

	Material	Dicke	Aufdampf-rate	Startdruck
	Aluminium	2 nm	1 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-6 mbar

### Metallisierung der Topgates

	Material	Dicke	Aufdampf-rate	Startdruck
1.	Titan	10 nm	1 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-5 mbar
2.	Gold	40 nm	2 $\text{\AA}/\text{s}$	<1E-5 mbar

### Sputtern des Topgate-Dielektrikums

Prozessgas	Flussrate	Target	Sputterrate	Dicke	Partialdruck	RF-Leistung	$U_{\text{Bias}}$
Argon	20 sccm	$\text{Al}_2\text{O}_3$	10 nm/min	15 nm	1E-2 mbar	350W	260 V

**Tabelle A.1.:** Parameter für das Plasmaätzen zur Wafersäuberung vor jeder Exfolierung, das Belacken bei eines der Liftoff-Prozesse, die E-Beam-Belichtung auf GaAs, die Metallisierungen von Markern, Kontakten, der selbstoxidierenden Al-Schicht und der Topgates, sowie das Sputtern des Topgate-Dielektrikums.

Von den 2" GaAs-Wafern wird jeweils nur ein Viertel prozessiert. Die Probenhalter der verwendeten Anlagen sind allerdings für 3" Wafer ausgelegt, so dass das zu prozessierende Waferstück vor jedem Prozessschritt mit thermoplastischem Wachs auf einem 3"-Dummywafer fixiert wird. Dabei wird das Probenstück diagonal angepresst, um idealerweise eine parallele Ausrichtung der Probe zur Dummyoberfläche zu erhalten. Im Anschluss wird die Probe mit dem Lift-off-Lacksystem belackt. Die Prozessparameter hierfür finden sich in Tabelle A.1.

### **E-Beam-Belichtung**

Vor der Verwendung neuer Strukturen, Lacke oder Substrate wurde jeweils die Belichtungsdosis neu bestimmt. Bei einem solchen Dosistest wird die gewünschte Struktur in einem Array mehrfach angeordnet und über die Felder hinweg die Dosis der Elektronenbelichtung variiert. Danach kann die entwickelte Lackstruktur oder gar eine vollständig geliftete Struktur im Rasterelektronenmikroskop (REM) betrachtet und ausgewertet werden, wobei man reelle und nominelle Strukturgrößen vergleicht.

Da das Substrat mit Elektronen (also geladenen Teilchen) beschossen wird, ist es wichtig die elektrischen Eigenschaften des Substrates zu berücksichtigen. Handelt es sich um dotiertes Material (Wafer P944) so können die Elektronen über das Substrat abfließen. Ist dieses hingegen elektrisch isolierend (Wafer P1064B), so kommt es zu einer Akkumulation von Elektronen. Daraus resultiert eine kapazitive Wirkung auf den Elektronenstrahl, welcher abhängig von der Stärke der Akkumulation und der Beschleunigungsspannung der Elektronen unterschiedlich stark abgelenkt wird und somit das Belichtungsergebnis beeinflusst. Eine Lösung hierfür ist die Aufbringung einer Metallschicht ( $\approx 20$  nm Chrom) noch vor der Belichtung direkt auf dem Resist. Diese ist dann über den Waferhalter geerdet und fungiert als Ableiter. Vor dem anstehenden Entwicklungsschritt wird sie nasschemisch in einer Chrom-Ätzlösung entfernt ohne dabei den teilbelichteten Lack anzugreifen. Die Belichtungsparameter sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

## Entwickeln

Das Entwickeln der E-Beam-Resists erfolgt in einer Lösung bestehend aus:

- 10.0 ml Ethylmethyleketon (MEK)
- 247.5 ml Methylisobutylketon (MIBK)
- 742.5 ml Isopropanol (IPA)

Dabei werden die belichteten Teile des Lacks aufgrund der dabei erfolgten chemischen Modifikation gelöst. Um den Abtransport konstant und effizient zu halten, wird die Probe in der mit Entwickler gefüllten Schale ununterbrochen geschwenkt. Nach 60s wird dieser Prozess gestoppt, indem die Probe für weitere 60s in ein zweites Bad getaucht wird. Beim sogenannten Stopper handelt es sich um reines Isopropanol. Die Zeiten im Entwickler- und Stopperbad wurden im Rahmen dieser Arbeit konstant gehalten.

## Metallisierungen

Die Metallisierungen erfolgen durch thermisches Verdampfen von Material in einem stromdurchflossenen Verdampferschiffchen aus Wolfram. Die hierfür zur Verfügung stehende Anlage ist eine *Univex 350* der Firma *Oerlikon Leybold Vacuum*<sup>®</sup>. Um einen für das Lacksystem wichtigen steilen Materialeinfall auf die Probe zu gewährleisten, wird diese zum Target ausgerichtet. Die Prozessparameter für die in dieser Arbeit durchgeführten Metallisierungen finden sich in Tabelle A.1.

## Sputtern des Topgate-Dielektrikums

Der Sputter-Prozess dient zur Abscheidung des Topgate-Dielektrikums. Da jedoch hierbei das Graphen angegriffen wird und sich somit dessen elektronische Eigenschaften verschlechtern, ist im Vorfeld eine 2 nm dünne Aluminium-Schicht thermisch aufgedampft worden. An Sauerstoff oxidiert diese sofort und vollständig und bietet einen entsprechenden Schutz für das Graphen. Die Parameter des Sputterprozesses sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

## Bonden

Nach der Fertigstellung der Probe muss diese im Probenhalter fixiert und kontaktiert werden. Dabei wird ein PCB-Board mit 24 Kontakten verwendet. Die Pro-

bengröße war auf  $(6 \times 6)$  mm<sup>2</sup> limitiert. Beim Bonden werden dann die lateral erzeugten, elektronischen Strukturen mit den Kontakten des Probenhalters über einen Metalldraht verbunden. Da die nanoskalierten Topgates sehr empfindlich für hohe Strompulse durch elektrostatische Entladungen sind, werden alle Kontakte des PCB-Boards während des Bondens und des Einbaus in den Kryostaten kurzgeschlossen und befinden sich somit auf gleichem Potential. Der verwendete Bonder ist ein ultraschallunterstützter Wedge-Wedge-Bonder der Firma *Westbond*<sup>®</sup>. Entscheidend ist bei GaAs mit Bragg-Spiegel eine möglichst geringe Bondkrafteinstellung, um das Durchbonden der Isolationsschicht und einen daraus resultierenden Leckstrom zum Backgate zu vermeiden.

## A.5. Bestimmung der Krümmungsradien des in $z$ deformierten Graphens

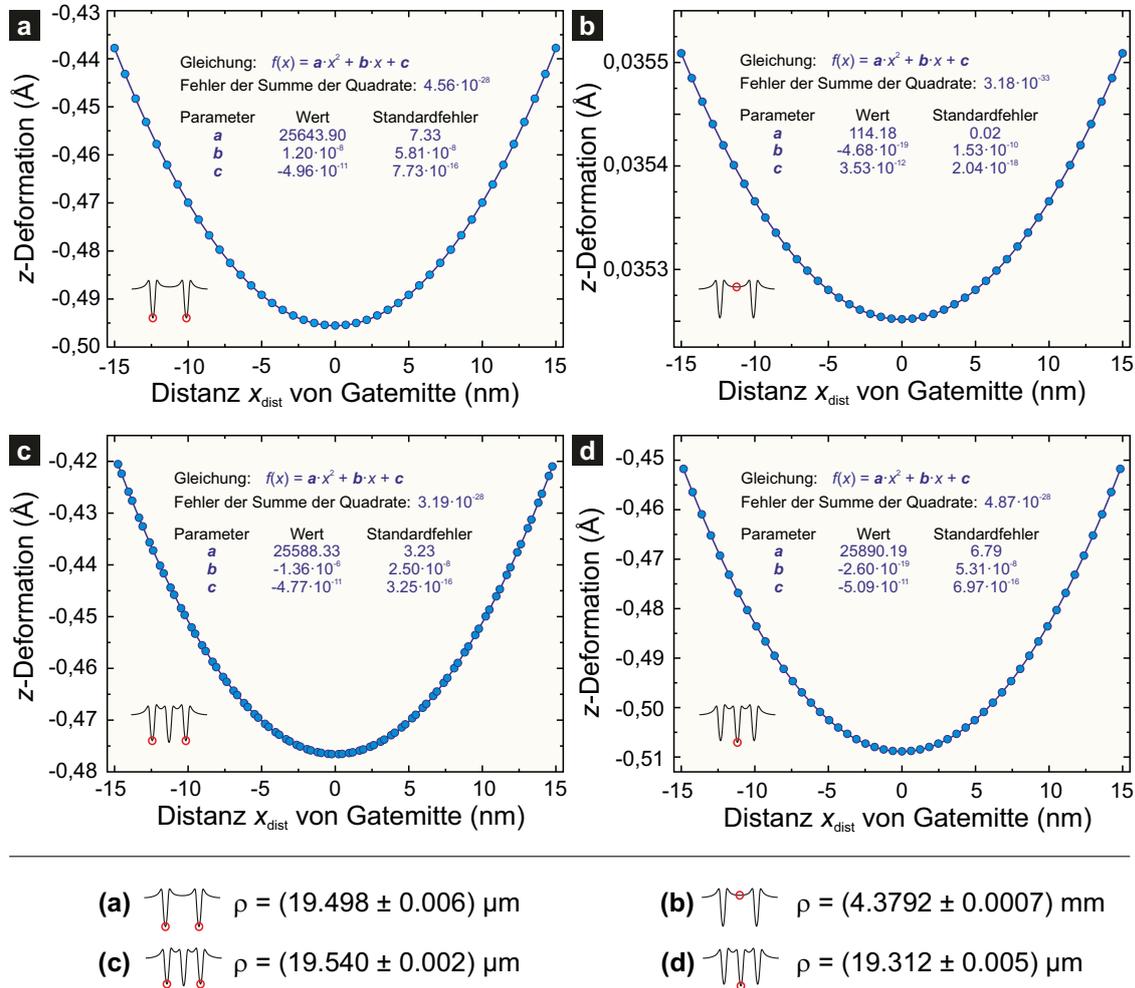
Die der Berechnung der Krümmungsradien in Kapitel 5.2.2 zu Grunde liegenden Simulationsdaten sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Betrachtet werden die Deformationen des Graphens mittig unterhalb der äußeren Topgates mit und ohne Einfluss des Splitgates, als auch die Deformation mittig unterhalb des Splitgates und in der Mitte der Metallisierungsstruktur. Die genaue Vorgehensweise wird im Folgenden beschrieben.

Im ersten Schritt wurden die Daten in *Origin*<sup>®</sup> [136] importiert, um sie entsprechend ihres Verlaufs mittels einer parabolischen Funktion der Form:

$$f(x) = ax^2 + bx + c, \tag{A.1}$$

anzunähern.  $a$ ,  $b$  und  $c$  sind hierbei Parameter, die durch den Fit bestimmt werden. Im Sinne einer fehlerfreien Betrachtung wurde vor der Bestimmung der Ausgleichskurve der Koordinatenursprung entlang der  $x$ -Achse in die Nähe des jeweiligen Minimums verschoben. Die Simulationsdaten, Fitkurven und Fitparameter können in Abbildung A.13 eingesehen werden. Im darauf folgenden Schritt wird der Krüm-

## A.5. Bestimmung der Krümmungsradien des in $z$ deformierten Graphens



**Abbildung A.13.:** Gezeigt sind die vier betrachteten Bereiche der Querschnitte durch die simulierten Deformationen des Graphens unterhalb der Topgatemetallisierung in  $z$ -Richtung. Die Lage des jeweiligen Ausschnitts ist anhand der roten Kreise auf den eingebetteten Graphen aus Abbildung 5.10 dargestellt. Aufgrund der gegebenen Symmetrie sind die in (a) und (c) gezeigten Daten und Ausgleichskurven an zwei Stellen gültig. (a) und (b) liefern die Fitparameter und deren Fehler bezüglich des Querschnitts durch die Mitte der Topmetallisierung. (c) und (d) hingegen die Ergebnisse des Querschnitts, welcher in  $y$ -Richtung nahe an den Modellrand parallelverschoben wurde. Unterhalb der horizontalen Linie finden sich zusammenfassend die bestimmten Krümmungsradien.

mungsradius in Abhängigkeit von  $x$  entsprechend der Formel:

$$\rho(x) = \frac{(1 + f'(x)^2)^{\frac{3}{2}}}{|f''(x)|}, \quad (\text{A.2})$$

berechnet.  $f'(x)$  und  $f''(x)$  stehen hierbei für die 1. respektive die 2. Ableitung der bestimmten Fitkurve  $f(x)$ . Diese sind aufgrund der parabolischen Form wie folgt gegeben:

$$f'(x) = \frac{df(x)}{dx} = 2ax + b, \quad (\text{A.3})$$

$$f''(x) = \frac{d^2f(x)}{dx^2} = 2a. \quad (\text{A.4})$$

Im nächsten Schritt wird das Minimum von  $\rho(x)$  durch Gleichsetzen ihrer 1. Ableitung mit Null bestimmt:

$$\rho'(x = x_{\min}) = \frac{3f'(x)f''(x)(1 + f'(x)^2)^{\frac{1}{2}}}{|f''(x)|} - \frac{f''(x)f'''(x)(1 + f'(x)^2)^{\frac{3}{2}}}{(f''(x)^2)^{\frac{3}{2}}} = 0, \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{3a(2ax + b)(1 + (2ax + b)^2)^{\frac{1}{2}}}{|a|} = 0, \quad (\text{A.6})$$

$$x_{\min} = -\frac{b}{2a}. \quad (\text{A.7})$$

Hierbei ist die 3. Ableitung von  $f(x)$  gleich Null und damit auch der zweite Term in A.5, so dass durch Einsetzen von  $f'(x)$  und  $f''(x)$  Gleichung A.6 folgt. Umstellen nach  $x = x_{\min}$  liefert dann Gleichung A.7. Der Standardfehler von  $\rho(x)$  wurde im nächsten Schritt durch Fehlerfortpflanzung ermittelt:

$$\Delta\rho(x) = \sqrt{\left(\frac{\partial\rho(x)}{\partial f'(x)}\Delta f'(x)\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho(x)}{\partial f''(x)}\Delta f''(x)\right)^2}, \quad (\text{A.8})$$

mit

$$\frac{\partial \rho}{\partial f'(x)} = \frac{3f'(x)\sqrt{1+f'(x)^2}}{|f''(x)|}, \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial f''(x)} = -\frac{f''(x)(1+f'(x)^2)^{\frac{3}{2}}}{(f''(x)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta f'(x) = \sqrt{(2x\Delta a)^2 + (\Delta b)^2}, \quad (\text{A.11})$$

$$\Delta f''(x) = \sqrt{(2\Delta a)^2} = |2\Delta a|. \quad (\text{A.12})$$

Folglich ergibt sich der Standardfehler des Krümmungsradius zu:

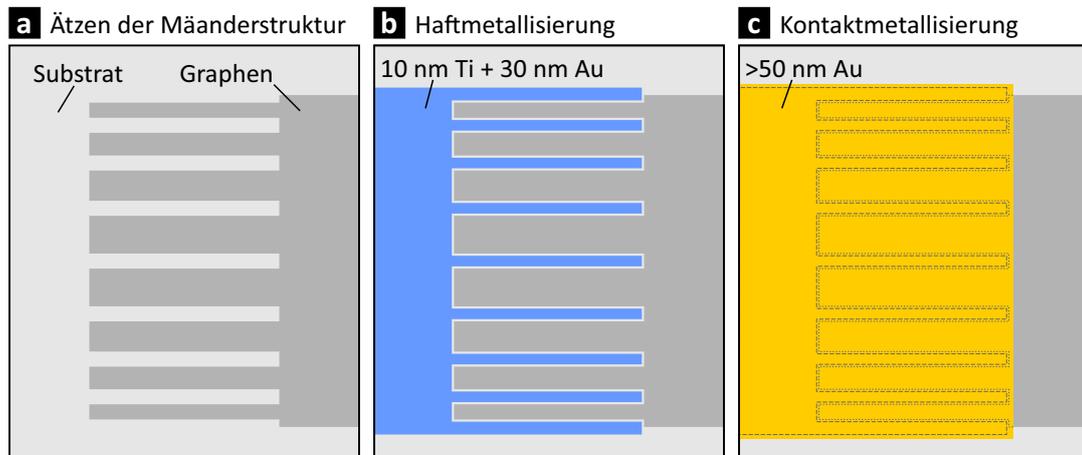
$$\Delta \rho(x = x_{\min}) = \sqrt{\frac{9(2ax+b)^2(4\Delta a^2x^2 + \Delta b^2)(1+(2ax+b)^2)}{4a^2} + \frac{\Delta a^2(1+(2ax+b)^2)^3}{4a^4}}, \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{1}{2} \frac{|\Delta a|}{a^2}, \quad (\text{A.14})$$

und ist somit nur vom Parameter  $a$  und dessen Standardfehler abhängig. Die berechneten Krümmungsradien finden sich zusammengefasst im unteren Teil der Abbildung A.13. Wie erwartet sind die Radien für (a), (c) und (d) vergleichbar groß. Der Krümmungsradius für (b) liegt hingegen um zwei Größenordnungen höher.

## A.6. Optimierung der Kontaktwiderstände

In der sich an diese Arbeit anschließenden Herstellung von Hall-Bar-Strukturen in Graphen konnte eine Optimierung in den Kontaktwiderständen erreicht werden, weshalb ich diese hier zusätzlich anfügen möchte. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben lagen die besten Kontaktwiderstände bei einer Kryostat-Basistemperatur von 300 mK im Bereich von mehreren 10 k $\Omega$  und somit relativ hoch. Weiter war zu beobachten, dass die Kontaktwiderstände durch die Lagerung der Probe an Luft mit der Zeit anstiegen. Ein Grund könnte hierbei eine spätere Oxidation des Titans als direktes Kontaktmaterial sein. Zumindest berichtet Li *et al.* [13] über einen Topgateprozess, bei welchem eine direkt auf das Graphen aufgedampfte Aluminiumschicht unter Atmosphäre auch im Bereich zwischen Graphen



**Abbildung A.14.:** Gezeigt sind die Prozessschritte zur Kontaktierung des Graphens in einem Ausschnitt eines Kontaktbereiches. **(a)** Ätzen der Mäanderstruktur in den Kontaktbereichen des Graphens. **(b)** Haftmetallisierung von den Bondpads bis hinein in die Mäander des Graphens ohne dieses dabei zu kontaktieren. **(c)** Zweite Metallisierung zur Kontaktierung des Graphens.

und Aluminium oxidierte. Aufgrund der großen und häufigen Mäander mit Stegbreiten von etwa 200 nm wäre diese Art von Oxidation durchaus vorstellbar. Zumal die schlechtere Haftung von Titan auf Graphen zu einem höheren Kontaktwiderstand führt.

Eine Änderung im Kontaktlayout und damit eine Optimierung im Kontaktwiderstand erfolgt nun dahingehend, dass die Kontaktierung in zwei Metallisierungen aufgeteilt wird. Eine erste Metallisierung aus 10 nm Titan und 30 nm Gold dient zur Haftung auf dem Substrat und definiert Bondpad, Leiterbahn und ein Teil der Kontaktregion ohne jedoch das Graphen dabei zu kontaktieren. Es folgt eine zweite Metallisierung aus Gold, welche die erste Metallisierung in allen Richtungen um etwa 500 nm überlappt. Dabei wird nun auch das Graphen selbst kontaktiert. Entsprechend jüngster Erfahrungen kann ein sehr guter Kontakt direkt am Rand des Graphens realisiert werden [137], so dass nicht mehr die Kontaktkante sondern das Graphen selbst mäandert wird. Das entsprechende Layout und die Abfolge der Kontaktierung ist schematisch in Abbildung A.14 gezeigt. Diese Art von Kontaktierung senkte den Kontaktwiderstand auf wenige  $100 \Omega$  und im Quanten-Hall-Regime sogar auf unter  $10 \Omega$ .

# Literaturverzeichnis

- [1] Ouisse, T. *Electron Transport in Nanostructures and Mesoscopic Devices: An Introduction* (Wiley-ISTE, Hoboken, 2008).
- [2] Ünlü, H. and Horing, N. J. M. *Low Dimensional Semiconductor Structures: Characterization, Modeling and Applications* (Springer-Verlag, Heidelberg, 2012).
- [3] Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Zhang, Y.; Dubonos, S. V.; Grigorieva, I. V. and Firsov, A. A. *Electric field effect in atomically thin carbon films*. *Science* **306**, 666 (2004).
- [4] McCann, E. *Asymmetry gap in the electronic band structure of bilayer graphene*. *Phys. Rev. B* **74**, 161403 (2006).
- [5] Ohta, T.; Bostwick, A.; Seyller, T.; Horn, K. and Rotenberg, E. *Controlling the electronic structure of bilayer graphene*. *Science* **313**, 951 (2006).
- [6] Castro, E.; Novoselov, K.; Morozov, S.; Peres, N.; dos Santos, J.; Nilsson, J.; Guinea, F.; Geim, A. and Neto, A. *Biased Bilayer Graphene: Semiconductor with a Gap Tunable by the Electric Field Effect*. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 216802 (2007).
- [7] Giovannetti, G.; Khomyakov, P. A.; Brocks, G.; Kelly, P. J. and van den Brink, J. *Substrate-induced band gap in graphene on hexagonal boron nitride: Ab initio density functional calculations*. *Phys. Rev. B* **76**, 073103 (2007).
- [8] Min, H.; Sahu, B.; Banerjee, S. and MacDonald, A. *Ab initio theory of gate induced gaps in graphene bilayers*. *Phys. Rev. B* **75**, 155115 (2007).
- [9] Pereira, J. M.; Vasilopoulos, P. and Peeters, F. M. *Tunable quantum dots in bilayer graphene*. *Nano Lett.* **7**, 946 (2007).

- [10] Ni, Z. H.; Yu, T.; Lu, Y. H.; Wang, Y. Y.; Feng, Y. P. and Shen, Z. X. *Uniaxial strain on graphene: Raman spectroscopy study and band-gap opening*. ACS Nano **2**, 2301 (2008).
- [11] Pereira, V.; Castro Neto, A. and Peres, N. *Tight-binding approach to uniaxial strain in graphene*. Phys. Rev. B **80**, 045401 (2009).
- [12] Norimatsu, W. and Kusunoki, M. *Formation process of graphene on SiC (0001)*. Physica E **42**, 691 (2010).
- [13] Li, S.-L.; Miyazaki, H.; Hiura, H.; Liu, C. and Tsukagoshi, K. *Enhanced logic performance with semiconducting bilayer graphene channels*. ACS Nano **5**, 500 (2011).
- [14] Hicks, J.; Tejada, A.; Taleb-Ibrahimi, A.; Nevius, M. S.; Wang, F.; Shepperd, K.; Palmer, J.; Bertran, F.; Le Fèvre, P.; Kunc, J.; de Heer, W. A.; Berger, C. and Conrad, E. H. *A wide-bandgap metal–semiconductor–metal nanostructure made entirely from graphene*. Nature Phys. **9**, 49 (2012).
- [15] Wong, J.-H.; Wu, B.-R. and Lin, M.-F. *Strain Effect on the Electronic Properties of Single Layer and Bilayer Graphene*. J. Phys. Chem. C **116**, 8271 (2012).
- [16] Yan, W.; He, W.-Y.; Chu, Z.-D.; Liu, M.; Meng, L.; Dou, R.-F.; Zhang, Y.; Liu, Z.; Nie, J.-C. and He, L. *Strain and curvature induced evolution of electronic band structures in twisted graphene bilayer*. Nature Commun. **4**, 2159 (2013).
- [17] Han, M.; Özyilmaz, B.; Zhang, Y. and Kim, P. *Energy Band-Gap Engineering of Graphene Nanoribbons*. Phys. Rev. Lett. **98**, 206805 (2007).
- [18] Sols, F.; Guinea, F. and Castro Neto, A. H. *Coulomb blockade in graphene nanoribbons*. Phys. Rev. Lett. **99**, 166803 (2007).
- [19] Stampfer, C.; Güttinger, J.; Molitor, F.; Graf, D.; Ihn, T. and Ensslin, K. *Tunable Coulomb blockade in nanostructured graphene*. Appl. Phys. Lett. **92**, 012102 (2008).

- 
- [20] Wakabayashi, K.; Fujita, M.; Ajiki, H. and Sigrist, M. *Electronic and magnetic properties of nanographite ribbons*. Phys. Rev. B **59**, 8271 (1999).
- [21] Zhang, Y.; Tang, T.-T.; Girit, C.; Hao, Z.; Martin, M. C.; Zettl, A.; Crommie, M. F.; Shen, Y. R. and Wang, F. *Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene*. Nature **459**, 820 (2009).
- [22] Weitz, R. T.; Allen, M. T.; Feldman, B. E.; Martin, J. and Yacoby, A. *Broken-symmetry states in doubly gated suspended bilayer graphene*. Science **330**, 812 (2010).
- [23] Allen, M. T.; Martin, J. and Yacoby, A. *Gate-defined quantum confinement in suspended bilayer graphene*. Nat. Commun. **3**, 934 (2012).
- [24] Goossens, A. M.; Driessen, S. C. M.; Baart, T. A.; Watanabe, K.; Taniguchi, T. and Vandersypen, L. M. K. *Gate-defined confinement in bilayer graphene-hexagonal boron nitride hybrid devices*. Nano Lett. **12**, 4656 (2012).
- [25] Teague, M. L.; Lai, A. P.; Velasco, J.; Hughes, C. R.; Beyer, A. D.; Bockrath, M. W.; Lau, C. N. and Yeh, N. *Evidence for Strain-Induced Local Conductance Modulations in Single-Layer Graphene on SiO<sub>2</sub>*. Nano Lett. **9**, 2542 (2009).
- [26] Shioya, H.; Craciun, M. F.; Russo, S.; Yamamoto, M. and Tarucha, S. *Straining graphene using thin film shrinkage methods*. Nano Lett. **14**, 1158 (2014).
- [27] Mucha-Kruczyński, M.; Aleiner, I. L. and Fal'ko, V. I. *Strained bilayer graphene: Band structure topology and Landau level spectrum*. Phys. Rev. B **84**, 041404 (2011).
- [28] Neek-Amal, M. and Peeters, F. M. *Strain-engineered graphene through a nanostructured substrate. I. Deformations*. Phys. Rev. B **85**, 195445 (2012).
- [29] Neek-Amal, M. and Peeters, F. M. *Strain-engineered graphene through a nanostructured substrate. II. Pseudomagnetic fields*. Phys. Rev. B **85**, 195446 (2012).
- [30] Woszczyzna, M.; Friedemann, M.; Pierz, K.; Weimann, T. and Ahlers, F. J. *Magneto-transport properties of exfoliated graphene on GaAs*. J. Appl. Phys. **110**, 043712 (2011).

- [31] Wächter, M. *Tabellenbuch der Chemie* (Wiley-VCH, Weinheim, 2012).
- [32] Kittel, C. *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München, 2002).
- [33] Pierson, H. O. *Handbook of Carbon, Graphite, Diamond and Fullerenes* (Noyes Publications, Park Ridge, 1993).
- [34] Chung, D. D. L. *Review Graphite*. J. Mater. Sci. **37**, 1475 (2002).
- [35] Kinoshita, K. *Carbon: Electrochemical and Physicochemical Properties* (Wiley InterScience, Hoboken, 1988).
- [36] Mermin, N. D. and Wagner, H. *Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models*. Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
- [37] Hohenberg, P. C. *Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions*. Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
- [38] Landau, L. D. *Zur Theorie der Phasenumwandlungen II*. Phys. Z. Sowjetunion **11**, 26 (1937).
- [39] Peierls, R. E. *Quelques propriétés typiques des corps solides*. Ann. I. H. Poincaré **5**, 177 (1935).
- [40] Mermin, N. D. *Crystalline Order in Two Dimensions*. Phys. Rev. **176**, 250 (1968).
- [41] Meyer, J. C.; Geim, A. K.; Katsnelson, M. I.; Novoselov, K. S.; Booth, T. J. and Roth, S. *The structure of suspended graphene sheets*. Nature **446**, 60 (2007).
- [42] Partoens, B. and Peeters, F. *From graphene to graphite: Electronic structure around the K point*. Phys. Rev. B **74**, 075404 (2006).
- [43] Wallace, P. R. *The band theory of graphite*. Phys. Rev. **71**, 622 (1947).
- [44] Ihn, T. *Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport* (Oxford University Press, Oxford, 2009).

- 
- [45] Reich, S.; Maultzsch, J. and Thomsen, C. *Tight-binding description of graphene*. Phys. Rev. B **66**, 035412 (2002).
- [46] Ando, T. *Theory of Electronic States and Transport in Carbon Nanotubes*. J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 777 (2005).
- [47] Geim, A. K. and Novoselov, K. S. *The rise of graphene*. Nature Mat. **6**, 183 (2007).
- [48] Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Katsnelson, M. I.; Grigorieva, I. V.; Dubonos, S. V. and Firsov, A. A. *Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene*. Nature **438**, 7065 (2005).
- [49] Zhang, Y.; Tan, Y.-W.; Stormer, H. L. and Kim, P. *Experimental observation of the quantum Hall effect and Berrys phase in graphene*. Nature **438**, 201 (2005).
- [50] Zhou, S. Y.; Gweon, G.-H.; Graf, J.; Fedorov, A. V.; Spataru, C. D.; Diehl, R. D.; Kopelevich, Y.; Lee, D.-H.; Louie, S. G. and Lanzara, A. *First direct observation of Dirac fermions in graphite*. Nature Phys. **2**, 595 (2006).
- [51] Bostwick, A.; Ohta, T.; Seyller, T.; Horn, K. and Rotenberg, E. *Quasiparticle dynamics in graphene*. Nature Phys. **3**, 36 (2006).
- [52] Peres, N. M. R. *Colloquium: The transport properties of graphene: An introduction*. Rev. Mod. Phys. **82**, 2673 (2010).
- [53] Semenoff, G. W. *Condensed-Matter Simulation of a Three-Dimensional Anomaly*. Phys. Rev. Lett. **53**, 2449 (1984).
- [54] DiVincenzo, D. P. and Mele, E. J. *Self-consistent effective-mass theory for intralayer screening in graphite intercalation compounds*. Phys. Rev. B **29**, 1685 (1984).
- [55] Sadowski, M. L.; Martinez, G. and Potemski, M. *Landau Level Spectroscopy of Ultrathin Graphite Layers*. Phys. Rev. Lett. **97**, 266405 (2006).
- [56] Elias, D. C.; Gorbachev, R. V.; Mayorov, A. S.; Morozov, S. V.; Zhukov, A. A.; Blake, P.; Ponomarenko, L. A.; Grigorieva, I. V.; Novoselov, K. S.;

- Guinea, F. and Geim, A. K. *Dirac cones reshaped by interaction effects in suspended graphene*. Nature Phys. **7**, 701 (2011).
- [57] Ando, T.; Nakanishi, T. and Saito, R. *Berrys Phase and Absence of Back Scattering in Carbon Nanotubes*. J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 2857 (1998).
- [58] Bolotin, K. I.; Sikes, K. J.; Hone, J.; Stormer, H. L. and Kim, P. *Temperature-Dependent Transport in Suspended Graphene*. Phys. Rev. Lett. **101**, 096802 (2008).
- [59] Katsnelson, M. I.; Novoselov, K. S. and Geim, a. K. *Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene*. Nature Phys. **2**, 620 (2006).
- [60] Young, A. and Kim, P. *Quantum interference and Klein tunnelling in graphene heterojunctions*. Nature Phys. **5**, 222 (2009).
- [61] Stander, N.; Huard, B. and Goldhaber-Gordon, D. *Evidence for Klein Tunneling in Graphene p-n Junctions*. Phys. Rev. Lett. **102**, 026807 (2009).
- [62] McCann, E. and Fal'ko, V. *Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer*. Phys. Rev. Lett. **96**, 086805 (2006).
- [63] Efetov, D. K.; Maher, P.; Glinskis, S. and Kim, P. *Multiband transport in bilayer graphene at high carrier densities*. Phys. Rev. B **84**, 161412(R) (2011).
- [64] Spain, I. L. *Electronic transport properties of graphite, carbons and related materials*. In Walker, P. L. and Thrower, P. A. (eds.) *Chemistry and Physics of Carbon*, vol. 16, pp. 119–304 (Marcel Dekker Inc., New York, 1981).
- [65] Katsnelson, M. I. *Zitterbewegung, chirality, and minimal conductivity in graphene*. Eur. Phys. J. B **51**, 157 (2006).
- [66] Tworzydło, J.; Trauzettel, B.; Titov, M.; Rycerz, A. and Beenakker, C. *Sub-Poissonian Shot Noise in Graphene*. Eur. Phys. J. B **96**, 246802 (2006).
- [67] Martin, J.; Akerman, N.; Ulbricht, G.; Lohmann, T.; Smet, J. H.; von Klitzing, K. and Yacoby, A. *Observation of electron-hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor*. Nature Phys. **4**, 144 (2007).

- [68] Dean, C. R.; Young, A. F.; Meric, I.; Lee, C.; Wang, L.; Sorgenfrei, S.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Kim, P.; Shepard, K. L. and Hone, J. *Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics*. Nature Nanotech. **5**, 722 (2010).
- [69] Kastner, M. A. *Artificial Atoms*. Phys. Today **46**, 24 (1993).
- [70] Ashoori, R. C. *Electrons in artificial atoms*. Nature **379**, 413 (1996).
- [71] Nakada, K.; Fujita, M.; Dresselhaus, G. and Dresselhaus, M. *Edge state in graphene ribbons: Nanometer size effect and edge shape dependence*. Phys. Rev. B **54**, 17954 (1996).
- [72] Kortokov, A. N. *Coulomb Blockade and Digital Single-Electron Devices*. In Jortner, J. and Ratner, M. A. (eds.) *Molecul Electronics*, pp. 157–189 (Blackwell, Oxford, 1997).
- [73] Gorter, C. J. *A possible explanation of the increase of the electrical resistance of thin metal films at low temperatures and small field strengths*. Physica **17**, 777 (1951).
- [74] Kouwenhoven, L. P.; Austing, D. G. and Tarucha, S. *Few-electron quantum dots*. Rep. Prog. Phys. **64**, 701 (2001).
- [75] Beenakker, C. W. J. *Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot*. Phys. Rev. B **44**, 1646 (1991).
- [76] Kouwenhoven, L. P.; van der Vaart, N. C.; Johnson, A. T.; Kool, W.; Harman, C. J. P. M.; Williamson, J. G.; Staring, A. A. M. and Foxon, C. T. *Single electron charging effects in semiconductor quantum dots*. Z. Phys. B Con. Mat. **85**, 367 (1991).
- [77] Waser, R. *Nanoelectronics and Information Technology* (Wiley-VCH, Weinheim, 2012).
- [78] Oostinga, J. B.; Heersche, H. B.; Liu, X.; Morpurgo, A. F. and Vandersypen, L. M. K. *Gate-induced insulating state in bilayer graphene devices*. Nat. Mater. **7**, 151 (2008).

- [79] Friedemann, M.; Pierz, K.; Stosch, R. and Ahlers, F. J. *Graphene on gallium arsenide: Engineering the visibility*. Appl. Phys. Lett. **95**, 102103 (2009).
- [80] Blake, P.; Hill, E. W.; Castro Neto, a. H.; Novoselov, K. S.; Jiang, D.; Yang, R.; Booth, T. J. and Geim, a. K. *Making graphene visible*. Appl. Phys. Lett. **91**, 063124 (2007).
- [81] Macleod, H. A. *Thin-Film Optical Filters* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2001).
- [82] Adachi, S. *GaAs, AlAs, and Al(x)Ga(1x)As: Material parameters for use in research and device applications*. J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985).
- [83] Vos, J. J. *Colorimetric and photometric properties of a 2-deg fundamental observer*. Color Res. Appl. **3**, 125–128 (1978).
- [84] Ferrari, A. C.; Meyer, J. C.; Scardaci, V.; Casiraghi, C.; Lazzeri, M.; Mauri, F.; Piscanec, S.; Jiang, D.; Novoselov, K. S.; Roth, S. and Geim, A. K. *Raman spectrum of graphene and graphene layers*. Phys. Rev. Lett. **97**, 187401 (2006).
- [85] Ferrari, A. C. *Raman spectroscopy of graphene and graphite: Disorder, electron-phonon coupling, doping and nonadiabatic effects*. Solid State Commun. **143**, 47 (2007).
- [86] Graf, D.; Molitor, F.; Ensslin, K.; Stampfer, C.; Jungen, A.; Hierold, C. and Wirtz, L. *Spatially resolved raman spectroscopy of single- and few-layer graphene*. Nano Lett. **7**, 238 (2007).
- [87] Mohiuddin, T.; Lombardo, A.; Nair, R.; Bonetti, A.; Savini, G.; Jalil, R.; Bonini, N.; Basko, D.; Galiotis, C.; Marzari, N.; Novoselov, K.; Geim, A. and Ferrari, A. *Uniaxial strain in graphene by Raman spectroscopy: G peak splitting, Grüneisen parameters, and sample orientation*. Phys. Rev. B **79**, 20 (2009).
- [88] Ferrari, A. C. and Robertson, J. *Resonant Raman spectroscopy of disordered, amorphous, and diamondlike carbon*. Phys. Rev. B **64**, 075414 (2001).

- 
- [89] Das, A.; Pisana, S.; Chakraborty, B.; Piscanec, S.; Saha, S. K.; Waghmare, U. V.; Novoselov, K. S.; Krishnamurthy, H. R.; Geim, A. K.; Ferrari, A. C. and Sood, A. K. *Monitoring dopants by Raman scattering in an electrochemically top-gated graphene transistor*. Nature Nanotech. **3**, 210 (2008).
- [90] Thomsen, C. and Reich, S. *Double Resonant Raman Scattering in Graphite*. Phys. Rev. Lett. **85**, 5214 (2000).
- [91] Ferrari, A. C. and Basko, D. M. *Raman spectroscopy as a versatile tool for studying the properties of graphene*. Nat. Nanotechnol. **8**, 235 (2013).
- [92] Cançado, L. G.; Jorio, A.; Ferreira, E. H. M.; Stavale, F.; Achete, C. A.; Capaz, R. B.; Moutinho, M. V. O.; Lombardo, A.; Kulmala, T. S. and Ferrari, A. C. *Quantifying defects in graphene via Raman spectroscopy at different excitation energies*. Nano Lett. **11**, 3190 (2011).
- [93] Hao, Y.; Wang, Y.; Wang, L.; Ni, Z.; Wang, Z.; Wang, R.; Koo, C. K.; Shen, Z. and Thong, J. T. L. *Probing layer number and stacking order of few-layer graphene by Raman Spectroscopy*. Small **6**, 195 (2010).
- [94] Wang, Y. Y.; Ni, Z. H.; Yu, T.; Shen, Z. X.; Wang, H. M.; Wu, Y. H.; Chen, W. and Wee, A. T. S. *Raman studies of monolayer graphene: The substrate effect*. J. Phys. Chem. C **112**, 10637 (2008).
- [95] Wolfram Research Inc. *Mathematica*. URL: <http://www.wolfram.com>.
- [96] Nagashio, K.; Nishimura, T.; Kita, K. and Toriumi, A. *Contact resistivity and current flow path at metal/graphene contact*. Appl. Phys. Lett. **97**, 143514 (2010).
- [97] Nagashio, K. and Toriumi, A. *Density-of-states limited contact resistance in graphene field-effect transistors*. Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 070108 (2011).
- [98] Göktaş, O.; Weber, J.; Weis, J. and von Klitzing, K. *Alloyed ohmic contacts to two-dimensional electron system in AlGaAs/GaAs heterostructures down to submicron length scale*. Physica E **40**, 1579 (2008).
- [99] Weis, J. and von Klitzing, K. *Metrology and microscopic picture of the integer quantum Hall effect*. Phil. Trans. R. Soc. A **369**, 3954 (2011).

- [100] Jin, Z.; Su, Y.; Chen, J.; Liu, X. and Wu, D. *Study of AlN dielectric film on graphene by Raman microscopy*. Appl. Phys. Lett. **95**, 233110 (2009).
- [101] Dlubak, B.; Seneor, P.; Anane, A.; Barraud, C.; Deranlot, C.; Deneuve, D.; Servet, B.; Mattana, R.; Petroff, F. and Fert, A. *Are Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and MgO tunnel barriers suitable for spin injection in graphene*. Appl. Phys. Lett. **97**, 092502 (2010).
- [102] Maneshian, M. H.; Kuo, F.-L.; Mahdak, K.; Hwang, J.; Banerjee, R. and Shepherd, N. D. *The influence of high dielectric constant aluminum oxide sputter deposition on the structure and properties of multilayer epitaxial graphene*. Nanotechnol. **22**, 205703 (2011).
- [103] Friedemann, M.; Woszczyzna, M.; Müller, A.; Wundrack, S.; Dziomba, T.; Weimann, T. and Ahlers, F. J. *Versatile sputtering technology for Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> gate insulators on graphene*. Sci. Technol. Adv. Mater. **13**, 025007 (2012).
- [104] Raza, H. and Kan, E. C. *Field modulation in bilayer graphene band structure*. J. Phys.: Condens. Matter **21**, 102202 (2009).
- [105] Milton Pereira Jr., J.; Vasilopoulos, P. and Peeters, F. M. *Tunable quantum dots in bilayer graphene*. Nano Lett. **7**, 946 (2007).
- [106] Khondaker, S. I.; Shlimak, I. S.; Nicholls, J. T.; Pepper, M. and Ritchie, D. A. *Two-dimensional hopping conductivity in a delta-doped GaAs/Al(x)Ga(1-x)As heterostructure*. Phys. Rev. B **59**, 4580 (1999).
- [107] Wang, S.-W.; Lin, H. E.; Lin, H.-D.; Chen, K. Y.; Tu, K.-H.; Chen, C. W.; Chen, J.-Y.; Liu, C.-H.; Liang, C.-T. and Chen, Y. F. *Transport behavior and negative magnetoresistance in chemically reduced graphene oxide nanofilms*. Nanotechnology **22**, 335701 (2011).
- [108] Skinner, B.; Chen, T. and Shklovskii, B. I. *Theory of hopping conduction in arrays of doped semiconductor nanocrystals*. Phys. Rev. B **85**, 205316 (2012).
- [109] Martin, I. and Blanter, Y. *Transport in disordered graphene nanoribbons*. Phys. Rev. B **79**, 235132 (2009).

- [110] Han, M. Y.; Brant, J. C. and Kim, P. *Electron Transport in Disordered Graphene Nanoribbons*. Phys. Rev. Lett. **104**, 056801 (2010).
- [111] Taychatanapat, T. and Jarillo-Herrero, P. *Electronic transport in dual-gated bilayer graphene at large displacement fields*. Phys. Rev. Lett. **105**, 166601 (2010).
- [112] Steele, M. C. and Hein, R. A. *Superconductivity of titanium*. Phys. Rev. **92**, 243 (1953).
- [113] Bai, J.; Cheng, R.; Xiu, F.; Liao, L.; Wang, M.; Shailos, A.; Wang, K. L.; Huang, Y. and Duan, X. *Very large magnetoresistance in graphene nanoribbons*. Nature Nanotech. **5**, 655 (2010).
- [114] Drexler, H.; Leonard, D.; Hansen, W.; Kotthaus, J. and Petroff, P. *Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **73**, 2252 (1994).
- [115] Comsol Inc., *Comsol Multiphysics*. URL: <http://www.comsol.com>.
- [116] Guinea, F.; Katsnelson, M. I. and Geim, A. K. *Energy gaps and a zero-field quantum Hall effect in graphene by strain engineering*. Nature Phys. **6**, 30 (2009).
- [117] Pereira, V. and Castro Neto, A. *Strain Engineering of Graphene's Electronic Structure*. Phys. Rev. Lett. **103**, 046801 (2009).
- [118] Choi, S. M.; Jhi, S. H. and Son, Y. W. *Controlling energy gap of bilayer graphene by strain*. Nano Lett. **10**, 3486 (2010).
- [119] Guinea, F. *Strain engineering in graphene*. Solid State Commun. **152**, 1437 (2012).
- [120] Verberck, B.; Partoens, B.; Peeters, F. and Trauzettel, B. *Strain-induced band gaps in bilayer graphene*. Phys. Rev. B **85**, 125403 (2012).
- [121] *Structural Mechanics Module User's Guide*. URL: <http://plato.fab.hs-rm.de/web-mathematik/mathematik/semester8/mechanik/StructuralMechanicsModuleUsersGuide.pdf>.

- [122] Newnham, R. E. *Properties of Materials: Anisotropie, Symmetrie, Structure* (Oxford University Press Inc., New York, 2005).
- [123] Savini, G.; Dappe, Y.; Öberg, S.; Charlier, J.-C.; Katsnelson, M. I. and Fasolino, A. *Bending modes, elastic constants and mechanical stability of graphitic systems*. Carbon **49**, 62 (2011).
- [124] Bosak, A.; Krisch, M.; Mohr, M.; Maultzsch, J. and Thomsen, C. *Elasticity of single-crystalline graphite: Inelastic x-ray scattering study*. Phys. Rev. B **75**, 153408 (2007).
- [125] Nicklow, R.; Wakabayashi, N. and Smith, H. G. *Lattice Dynamics of Pyrolytic Graphite*. Phys. Rev. B **5**, 4951 (1972).
- [126] Mariani, E.; Pearce, A. J. and Von Oppen, F. *Fictitious gauge fields in bilayer graphene*. Phys. Rev. B **86**, 165448 (2012).
- [127] Gui, G.; Li, J. and Zhong, J. *Band structure engineering of graphene by strain: First-principles calculations*. Phys. Rev. B **78**, 075435 (2008).
- [128] Michel, K. and Verberck, B. *Theory of the evolution of phonon spectra and elastic constants from graphene to graphite*. Phys. Rev. B **78**, 085424 (2008).
- [129] Siegel, J.; Krajcar, R.; Kolska, Z.; Hnatowicz, V. and Svorcik, V. *Annealing of gold nanostructures sputtered on polytetrafluoroethylene*. Nanoscale Res. Lett. **6**, 588 (2011).
- [130] Meric, I.; Han, M. Y.; Young, A. F.; Ozyilmaz, B.; Kim, P. and Shepard, K. L. *Current saturation in zero-bandgap, top-gated graphene field-effect transistors*. Nature Nanotech. **3**, 654 (2008).
- [131] Dröscher, S.; Barraud, C.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Ihn, T. and Ensslin, K. *Electron flow in split-gated bilayer graphene*. New J. Phys. **14**, 103007 (2012).
- [132] Geisler, M. C.; Smet, J. H.; Umansky, V.; Naundorf, B.; Ketzmerick, R. and Schweizer, H. *Detection of a Landau Band-Coupling-Induced Rearrangement of the Hofstadter Butterfly*. Phys. Rev. Lett. **92**, 256801 (2004).

- [133] Wieczorek, S. M. and Chow, W. W. *Piezoelectric Field in Strained GaAs*. Sandia Report SAND2005–7246 (2005).
- [134] Hasegawa, Y. and Kohmoto, M. *Electric-field-induced penetration of edge states at the interface between monolayer and bilayer graphene*. Phys. Rev. B **85**, 125430 (2012).
- [135] Snider, G. *1D Poisson*. URL: <http://www3.nd.edu/~gsnider/>.
- [136] OriginLab Corporation. *OriginPro*. URL: <http://www.originlab.com>.
- [137] Wang, L.; Meric, I.; Huang, P. Y.; Gao, Q.; Gao, Y.; Tran, H.; Taniguchi, T.; Watanabe, K.; Campos, L. M.; Muller, D. A.; Guo, J.; Kim, P.; Hone, J.; Shepard, K. L. and Dean, C. R. *One-dimensional electrical contact to a two-dimensional material*. Science **342**, 614 (2013).



# Veröffentlichungen

## Einige Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

- Friedemann, M.; Woszczyna, M.; Müller, A.; Wundrack, S.; Dziomba, T.; Weimann, T. and Ahlers, F. J. *Versatile sputtering technology for Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> gate insulators on graphene*. Sci. Technol. Adv. Mater. **13**, 025007 (2012).
- Müller, A.; Kaestner, B.; Hohls, F.; Weimann, T.; Pierz, K. and Schumacher, H. W. *Bilayer graphene quantum dot defined by topgates*. J. Appl. Phys. **115**, 233710 (2014).

## Weitere wissenschaftliche Veröffentlichungen:

- Liebing, N.; Serrano-Guisan, S.; Caprile, A.; Olivetti, E. S.; Celegato, F.; Pasquale, M.; Müller, A. and Schumacher, H. W. *Influence of Sample Geometry on Inductive Damping Measurement Methods*. IEEE Trans. Magn. **47**, 2502 (2011).
- Hu, X. K.; Sievers, S.; Müller, A.; Janke, V. and Schumacher, H. W. *Classification of super domains and super domain walls in permalloy antidot lattices*. Phys. Rev. B **84**, 024404 (2011).
- Hohls, F.; Welker, A. C.; Leicht, Ch.; Fricke, L.; Kaestner, B.; Mirovsky, P.; Müller, A.; Pierz, K.; Siegner, U. and Schumacher, H. W. *Semiconductor Quantized Voltage Source*. Phys. Rev. Lett. **109**, 056802 (2012).
- Hu, X. K.; Sievers, S.; Müller, A. and Schumacher, H. W. *The influence of individual lattice defects on the domain structure in magnetic antidot lattices*. J. Appl. Phys. **113**, 103907 (2013).

- Kalmbach, C.-C.; Schurr, J.; Ahlers, F. J.; Müller, A.; Novikov, S.; Lebedeva, N. and Satrapinski, A. *Towards a graphene-based quantum impedance standard*. Appl. Phys. Lett. **105**, 073511 (2014).
- Kruskopf, M. ; Pierz, K.; Wundrack, S.; Stosch, R.; Dziomba, T.; Kalmbach, C.-C.; Müller, A.; Baringhaus, J.; Tegenkamp, C.; Ahlers, F. J. and Schumacher, H. W. *Epitaxial graphene on SiC: modification of structural and electron transport properties by substrate pretreatment*. J. Phys.: Condens. Matter **27**, 185303 (2015).

# Lebenslauf

**von André Müller, geb. am 18. August 1981 in Bad Muskau**

1988 - 1992 Besuch der Grundschule der 8. POS Juri Gagarin

1992 - 2000 Besuch des Lev Landau Gymnasiums in Weißwasser

2000 Abitur

2000 - 2001 Wehrdienst bei der Heeresfliegerstaffel 400 in Cottbus

2001 - 2008 Studium der Nanostrukturtechnik an der Fakultät Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität in Würzburg

2007 - 2008 Diplomarbeit am Lehrstuhl für Experimentelle Physik III bei Prof. Dr. L. W. Molenkamp und Prof. Dr. H. Buhmann mit dem Titel: „*Wachstum, Strukturierung und Charakterisierung von auf Quecksilbertellurid basierenden resonanten Tunnelndioden*“

2008 - 2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig in der Arbeitsgruppe 2.53 (*Niedrigdimensionale Elektronensysteme*) mit Forschungsarbeiten zum Thema: „*Spintransport in magnetischen Tunnelstrukturen*“

2010 - 2013 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig in der Arbeitsgruppe 2.53 (*Niedrigdimensionale Elektronensysteme*) mit Forschungsarbeiten zum Thema: „*Graphenbasierte Nanostrukturelemente*“

seit 2013 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig in der Arbeitsgruppe 2.62 (*Quanten-Hall-Effekt, Widerstand*) mit Forschungsarbeiten zum Thema: „*AC-Quanten-Hall-Effekt in Graphen*“



# Danksagung

Nach vielen Jahren intensiver Arbeit liegt sie nun hier: meine Dissertation. Damit ist es aber auch an der Zeit, mich bei denjenigen zu bedanken, die mich in dieser spannenden Phase meiner akademischen Laufbahn begleitet haben. Ein besonderer Dank gilt dabei:

- Herrn PD. Dr. U. Siegner für die freundliche Aufnahme in seine Abteilung „Elektrizität“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig.
- Herrn PD. Dr. H. W. Schumacher für die Möglichkeit in diesem interessanten Thema zu forschen und die überaus kompetente Betreuung während meiner gesamten Zeit als Doktorand.
- Herrn Prof. Dr. C. Tegenkamp für die freundliche Übernahme des Korreferats.
- Herrn Dr. B. Kästner für die Betreuung, die fruchtbaren Diskussionen und die fachliche Unterstützung in jeglicher Hinsicht und zu jeder Zeit.
- Herrn PD. Dr. F. Hohls für die kompetente Leitung der Arbeitsgruppe „Niedrigdimensionale Elektronensysteme“.
- Herrn Dr. T. Weimann für die Zurverfügungstellung der zahlreichen Elektroden bei der Belichtung der Proben.
- Herrn Dr. K. Pierz und Herrn H. Marx für das exzellente Wafermaterial.
- Herrn U. Becker und S. Droste für die Hilfe bei technischen Fragen und Problemen.
- Herrn Dr. C. Leicht für die unvergesslichen Jahre auf kleinstem Raum und die uneingeschränkte Unterstützung als sehr guter Freund in allen Lebenslagen.

## *Danksagung*

---

- Herrn Dr. L. Fricke für die ausnahmslose Hilfsbereitschaft.
- Herrn Dr. T. Scheller, Herrn R. Wendisch und Frau K. Störr für die unentwegte Hilfe im Reinraum.
- Herrn C. C. Kalmbach für eine angenehme Büroatmosphäre, die fruchtbaren Diskussionen und die unterhaltsame Begleitung auf Dienstreisen.

Ein ganz besonderer Dank gilt weiter meinen Eltern, die all das mit ihrer Unterstützung ermöglicht haben. Ihr habt immer an mich geglaubt - bessere Eltern kann man sich nicht wünschen!

Doch meinen allergrößten Dank möchte ich meiner Frau Katja und meiner Tochter Lina aussprechen. Es war für euch aufgrund meiner Abwesenheit an unzähligen Wochenenden eine harte Zeit, in der ihr mich aber in jeglicher Hinsicht unterstützt habt. Ich bin froh diese Zeit zusammen mit euch überstanden zu haben und freue mich nun auf den baldigen Familiennachwuchs. Ich liebe euch!